

Photorefraktive räumliche Solitonen als Wellenleiterelemente in der optischen Nachrichtentechnik

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Markus Tiemann
aus Berlin

Referent: Prof. Dr. T. Tschudi
Korreferent: Prof. Dr. T. Halfmann

Tag der Einreichung: 15.10.2007
Tag der Prüfung: 10.12.2007

Darmstadt 2007
D17

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Optische räumliche Solitonen	2
1.2	Gliederung der Arbeit	4
2	Propagation von Licht in nichtlinearen Medien	7
2.1	Der photorefraktive Effekt	8
2.2	Erzeugung optischer räumlicher Solitonen in SBN	10
2.3	Numerische Berechnung der Propagation von Licht in nichtlinearen Medien	15
2.3.1	Lösung der Potentialgleichung	16
2.3.2	Lösung der Wellengleichung	18
2.3.3	Ergebnisse der Simulation solitärer Strahlpropagation	20
3	Photorefraktive Solitonen als Wellenleiter	23
3.1	Grundlagen optischer Wellenleitung	24
3.2	Charakterisierung des SBN-Kristalls im infraroten Spektralbereich	25
3.2.1	Auswirkung des Infrarotlichts auf den SBN-Kristall	26
3.2.2	Transmissionseigenschaft des SBN-Kristalls	28
3.2.3	Brechungsindexbestimmung	29
3.3	Numerische Beschreibung der Propagation des infraroten Lichtes	31
3.4	Wellenleitungseffizienz räumlicher Solitonen	32
4	Informationstransfer durch photorefraktive Solitonen	39
4.1	Grundlagen der Informationstheorie	39
4.2	Übertragungseigenschaften des Systems	41
4.3	Experimentelle Bestimmung der Informationskapazität	44
5	Dispersionseigenschaften	47
5.1	Dispersion	47
5.1.1	Modendispersion	49
5.1.2	Wellenleiterdispersion	54
5.2	Experimentelle Bestimmung der Dispersionseigenschaften	55
5.2.1	Kalibrierung des Messsystems	57
5.2.2	Materialdispersion des SBN-Kristalls	60
5.2.3	Wellenleiterdispersion räumlicher Solitonen	61
5.3	Bestimmung der maximalen Pulsübertragungsrate	63

6 Mehr-Soliton-Systeme als aktive und passive Bauelemente in der Telekommunikation	67
6.1 Grundlagen zur Untersuchung von Solitonensystemen	67
6.1.1 Wechselwirkungseigenschaften photorefraktiver räumlicher Solitonen	68
6.1.2 Modifikation des numerischen Berechnungsverfahrens für Solitonensysteme	69
6.1.3 Experimenteller Aufbau zur Untersuchung von Solitonensystemen .	70
6.2 Y-Verzweiger	71
6.3 Schaltbarer Signalmischer	75
6.4 Strahlschalter	79
7 Realisierung eines 1xN Strahlschalters	83
7.1 Auswirkung der Propagationsrichtungen	83
7.2 Experimentelle Realisierung eines 1x8 Strahlschalters	86
7.3 Schaltzeituntersuchungen	87
8 Zusammenfassung und Ausblick	91
8.1 Zusammenfassung	91
8.2 Ausblick	94
9 Conclusion (Zusammenfassung in englischer Sprache)	95
A Anhang	99
Literaturverzeichnis	101

1 Einleitung

Seit Beginn des Informationszeitalters im ausgehenden 20. Jahrhundert nimmt die optische Telekommunikation einen immer wichtigeren Teil in der Informationsübermittlung ein. In den vorhandenen Datennetzwerken werden mehr und mehr optische Komponenten eingesetzt. In einigen Ländern, wie Japan und Amerika, werden ganze Netzwerke nur mit optischen Komponenten aufgebaut, und immer mehr Privathäuser verfügen schon über einen eigenen Glasfaseranschluss. Man spricht hier von sogenannten Fiber-to-the-Home-Netzwerken (FTTH). Dabei steigen die notwendigen Übertragungsraten, da immer größere Datenmengen über diese Netze übermittelt werden. Man denke an Spielfilme hoher Auflösung, die direkt von einem Server geladen werden und online betrachtet werden können, und dazu soll noch digitales Radio empfangen werden und gleichzeitig eine Hochgeschwindigkeitsleitung ins Internet bestehen. Für diese Anforderungen stoßen herkömmliche Kupferkabel an die Grenzen ihrer Übertragungskapazität. Daher besteht ein großes Interesse an der Forschung nach neuen Möglichkeiten für die optische Telekommunikation.

Die Kommunikation ist so alt wie das Leben, und für die Menschen war die Telekommunikation (von griech. tele: fern, weit und lat. communicare: gemeinsam machen, mitteilen), die Übermittlung von Nachrichten über weite Strecken, schon immer von großer Bedeutung. Dabei war von Anfang an die optische Nachrichtentechnik besonders wichtig, wenn man an die Verwendung einfacher Handzeichen, Rauchzeichen oder Flaggensignale denkt. Einer der bedeutendsten Fortschritte der modernen Telekommunikation war allerdings die Entwicklung des Telefons 1876 durch Alexander Graham Bell. Seit dieser Erfindung wurde die Übertragung durch elektrische Signale immer weiter ausgebaut. Bell entwickelte schon zwei Jahre später eine drahtlose Variante, das so genannte „Photophone“ [1], die mittels eines modulierten Lichtstrahls funktionierte. Allerdings konnte sich diese Erfindung nicht durchsetzen, da die als Übertragungsmedium dienende Luft vielen Störungen unterworfen ist und eine effektive Übertragung nicht immer möglich war. Das Fehlen eines effektiven Übertragungskanal für optische Signale behinderte für lange Zeit den industriellen Einsatz der optischen Telekommunikation für lange Übertragungsstrecken.

Die Entwicklung des Lasers 1960 lieferte eine geeignete Lichtquelle für eine moderne optische Telekommunikation, allerdings konnte erst im Herbst 1970 ein Lichtleiterkabel mit einer annehmbaren geringen Dämpfung von unter 20 dB/km von der Firma Corning Glass Works (heute Corning Inc.) entwickelt werden. Dies brachte den Durchbruch und die Entwicklung und Optimierung optischer Übertragungssysteme ist seitdem ein großes

Forschungs- und Entwicklungsfeld. Die Übertragungskapazität der Lichtwellenleiter ist ein Vielfaches der Kapazität von Kupferleitungen mit einer zugleich wesentlich geringeren Dämpfung der Signale. Heutzutage wird an der Entwicklung von 160 Gbit/s-Netzwerken [2] geforscht und es gibt kommerziell hergestellte Fasern mit einer Dämpfung von unter 0,2 dB/km für eine Wellenlänge von 1550 nm [3]. Des Weiteren sind bereits mehrere hunderttausend Kilometer Lichtwellenleiter-Kabel verlegt, die beispielsweise durch die Ozeane verlaufen und für die internationale Telekommunikation von großer Bedeutung sind.

Ein wichtiger Schritt in der Entwicklung von optischen Netzwerken ist die Abkehr von elektronischen Bauteilen. Signale, die über lange Strecken übermittelt werden sollen, müssen bisher aufgrund der immer vorhandenen Dämpfung in regelmäßigen Abständen wieder verstärkt werden. In den ersten Netzwerken wurden die optischen Signale zur Verstärkung erst in elektronische Signale umgewandelt, verstärkt und dann wieder als optische Signale weitergeleitet. Diese Umwandlung von optischen in elektrische Signale und zurück kostet allerdings Zeit und Energie, was zu einer geringeren möglichen Übertragungsrate führt. Das Problem bei der Verstärkung konnte durch die Entwicklung optischer Verstärker in den 90er Jahren [4] gelöst werden. Diese Verstärker bestehen aus Glasfasern, die mit Elementen der Gruppe der seltenen Erden, in den meisten Fällen Erbium, dotiert sind. Diese Atome werden durch Pumplicht angeregt und verstärken durchgehende Signale durch stimulierte Emission. Auch bei Schaltvorgängen in Netzwerken gibt es heutzutage Möglichkeiten, die Ausbreitungsrichtung des Lichtes direkt zu ändern, zum Beispiel durch Mikrospiegel (MEM's) oder durch integrierte optische Elemente, die das Licht durch einen elektrooptischen Effekt beeinflussen. Allerdings werden diese Elemente weiterhin durch elektronische Signale gesteuert. Daher ist die Entwicklung von so genannten „all-optical devices“, die rein optisch funktionieren, immer noch ein großer Forschungsschwerpunkt. Die Möglichkeit, die Ausbreitungsrichtung von Licht durch Licht selbst zu beeinflussen, ist durch Entdeckungen in der nichtlinearen Optik realisierbar geworden. Es konnte bereits gezeigt werden, dass sich verschiedene rein optische Schalter- und Kopplungselemente mit Hilfe von optischen räumlichen Solitonen erstellen lassen [5]. Allerdings fehlen bis jetzt Untersuchungen zur Nutzung in dem für die optische Telekommunikation wichtigen infraroten Wellenlängenbereich. Die Frage der möglichen Informationskapazität, welche eine Masseinheit für die Übertragungsrate ist, dieser wellenleitenden Strukturen ist ungeklärt. Des Weiteren sind für die optische Nachrichtentechnik Kenntnisse der Dispersion und der Absorption eines Wellenleiters von entscheidender Bedeutung. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit diesen Fragestellungen, und die Einsetzbarkeit dieser Wellenleiter in der optischen Telekommunikation wird verifiziert.

1.1 Optische räumliche Solitonen

Der Name „Soliton“ steht für ein Wellenpaket, dass während der Propagation seine Form und seine Geschwindigkeit beibehält. Dispersion und Beugung führen im Normalfall immer

zu einem zeitlichen und räumlichen Auseinanderlaufen einer Welle. Um eine solitäre Welle zu erzeugen, müssen diese Effekte kompensiert werden. Die erste schriftlich niedergelegte Erwähnung stammt aus dem Jahre 1844 von James Scott Russel [6]. Dieser konnte einer Wasserwelle in einem Kanal über mehrere Kilometer folgen ohne eine Änderung der Form festzustellen, dabei wurde dieses Verhalten durch die Form und Tiefe des Kanals bestimmt. Heute sind Solitonen aus vielen verschiedenen Bereichen der Mathematik und der Physik bekannt. In der Optik sind zwei verschiedene Arten von Solitonen bekannt. Zum einen gibt es die zeitlichen Solitonen, hier wird die Dispersion durch nichtlineares Verhalten des Wellenleitermaterials kompensiert. Das heißt, ein kurzer zeitlicher Puls verbreitert sich nicht über die Propagationslänge. Diese Art der Solitonen wurden 1973 von Hasegawa *et al.* [7] vorhergesagt und von Mollenhauer *et al.* 1980 [8] experimentell bestätigt.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der zweiten Art, den so genannten optischen räumlichen Solitonen. Diese entstehen, wenn die Beugung eines Lichtstrahls durch nichtlineare Effekte im Medium, in dem er propagiert, kompensiert wird. Durch den einfallenden Lichtstrahl wird der Brechungsindex des Materials in den beleuchteten Bereichen erhöht, so schreibt der Strahl sich selbst eine Art Linse in das Material. Um ein stabiles räumliches Soliton zu erhalten, müssen die Beugung und diese Selbstfokussierung im Gleichgewicht sein, da es sonst zu einer Überfokussierung oder zu einer räumlichen Divergenz des Strahls kommt. Dies ist besonders einfach zu erreichen, wenn die Nichtlinearität und damit die Fokussierung sättigbar ist. Allerdings wird in diesem Fall Energie dissipiert, und streng genommen handelt es sich nicht mehr um ein Soliton. Im Einvernehmen mit bereits publizierten wissenschaftlichen Arbeiten [5,9–14] wird aber im Rahmen dieser Arbeit der Begriff Soliton auch für diese stabilen räumlichen Lichtverteilungen verwendet. Photorefraktive Materialien haben sich zur Erzeugung von optischen räumlichen Solitonen als geeignet herausgestellt [10]. In das Material kann durch eingestrahltes Licht passender Wellenlänge, da die nichtlinearen Eigenschaften stark wellenlängenabhängig sind, ein Brechungsindexprofil eingeschrieben werden. Dieses bildet einen Wellenleiter mit einem erhöhten Brechungsindex im Kern, der auch als Wellenleiter für Licht anderer Wellenlänge dienen kann. Des Weiteren können aus der Wechselwirkung mehrerer Solitonen verschiedene Wellenleiterstrukturen erzeugt werden, die bestimmte Aufgaben in einem optischen Netzwerk übernehmen können. Allerdings wurden bisher noch keine Untersuchungen zu Möglichkeiten der Informationsübertragung in diesen Wellenleiterstrukturen durchgeführt. In dieser Arbeit werden bekannte Strukturen aus Solitonen, wie z.B. ein Y-Koppler, auf ihre möglichen Informationstransfereigenschaften und ihre Eignung für den infraroten Spektralbereich hin untersucht. Auch wird eine weitere Möglichkeit zum Einsatz von Solitonen als Strahlschaltelement in der optischen Telekommunikation vorgestellt. Dabei werden den experimentellen Realisierungen die Ergebnisse numerischer Simulationen gegenübergestellt.

1.2 Gliederung der Arbeit

Die theoretische Beschreibung der Propagation einer elektromagnetischen Welle in einem nichtlinearen Medium und die daraus folgende Möglichkeit der Erzeugung photorefraktiver räumlicher Solitonen werden zu Beginn des zweiten Kapitels erläutert. Dieses Kapitel enthält außerdem das Ergebnis einer experimentellen Erzeugung eines solchen Solitons sowie die numerische Beschreibung der Vorgänge im photorefraktiven Kristall und das daraus resultierende numerisch berechnete Solitonenprofil. Nachdem die Aspekte zur Erzeugung von Solitonen im zweiten Kapitel behandelt wurden, wird im dritten Kapitel auf deren Eigenschaften als Wellenleiter im infraroten Spektralbereich eingegangen. Dabei werden zunächst die Eigenschaften des photorefraktiven Materials untersucht. Von besonderem Interesse sind die für die Wellenleitung relevanten Eigenschaften wie die Wechselwirkung zwischen der infraroten Strahlung und dem Kristall, die Transmissionseigenschaften im betrachteten Wellenlängenbereich von 1520 nm bis 1630 nm und der Brechungsindex sowie der elektro-optische Koeffizient in diesem Bereich. Des Weiteren werden in diesem Kapitel die Wellenleitungseffizienzen der erzeugten photorefraktiven Solitonen theoretisch sowie experimentell untersucht; dabei wird zunächst die numerische Beschreibung der Propagation der infraroten Strahlung im photorefraktiven Material dargestellt.

Kapitel 4 beginnt mit einer kurzen Einführung in die Grundlagen der Informationstheorie. Weiterhin werden die Möglichkeiten und Grenzen der Informationsübertragung des zur Verfügung stehenden Systems dargestellt. Anschließend wird die experimentelle Bestimmung der Informationskapazität beschrieben und damit die Einsetzbarkeit räumlicher Solitonen als Wellenleiter zur Informationsübertragung verifiziert.

Die für die optische Nachrichtentechnik wichtige Eigenschaft der Dispersion optischer räumlicher Solitonen als Wellenleiter ist das Thema des fünften Kapitels. Dabei werden zunächst die Ursachen und Wirkungen der verschiedenen Dispersionsarten beschrieben, des Weiteren wird die Relevanz der Modendispersion für diese Wellenleiter mit numerischen Berechnungen untersucht. Daran anschließend werden die experimentellen Verfahren zur Messung der Material- und Wellenleiterdispersion geschildert und deren Ergebnisse dargestellt. Am Schluss dieses Kapitels wird mit den Ergebnissen der Dispersionsuntersuchungen die maximal mögliche Pulsübertragungsrate der verwendeten Solitonen als Wellenleiter bestimmt.

In Kapitel 6 werden kompliziertere Wellenleiterstrukturen aus mehreren Solitonen vorgestellt und auf ihre Verwendung im infraroten Spektralbereich als aktive und passive Bauelemente in der optischen Nachrichtentechnik hin untersucht. Dazu werden die Wechselwirkungseigenschaften zwischen mehreren Solitonen erläutert und als eine Erweiterung in die numerischen Berechnungen mit einbezogen. Danach wird der experimentelle Aufbau vorgestellt, der zur Erzeugung der unterschiedlichen Wellenleiterstrukturen und zur Informationsübertragung mit der infraroten Strahlung in diesen Strukturen eingesetzt wurde.

Als Wellenleiterstrukturen werden ein Y-Verzweiger, der den infraroten Eingangsstrahl auf zwei Ausgänge verteilt, ein schaltbarer Signalmischer, der zwei unterschiedliche Ausgänge aktiv zu einem Ausgang zusammenschaltet, und ein Strahlschalter, der die infrarote Strahlung auf drei verschiedene Ausgänge schalten kann, realisiert. Die Konfiguration des Strahlschalters wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals entwickelt. In Kapitel 7 werden die Untersuchungen der Möglichkeiten zur Erweiterung des einfachen Strahlschalters mit drei Ausgängen auf N Ausgänge vorgestellt. Dabei wird auf die Abhängigkeiten der Verkipfung der Solitonen als Wellenleiter zur Leitung der infraroten Strahlung theoretisch und experimentell eingegangen. Des Weiteren ist die experimentelle Realisierung eines 1×8 Strahlschalters beschrieben. Im Abschluss dieses Kapitels wird die Schaltzeit des Strahlschalters experimentell bestimmt.

Das achte Kapitel schließt diese Arbeit mit einer Zusammenfassung der erreichten Ergebnisse ab und gibt einen Ausblick über potenzielle zukünftige Entwicklungen photorefraktiver räumlicher Solitonen in der optischen Nachrichtentechnik.

2 Propagation von Licht in nichtlinearen Medien

Im Regelfall folgt die Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feld einer einfallenden elektromagnetischen Welle und der Polarisation von Materie einer linearen Beziehung. Dadurch ergeben sich die Gesetzmäßigkeiten der linearen Optik, wie z.B. der Superposition, Reflexion, Brechung usw.. Die Polarisation kann durch Gleichung 2.1 beschrieben werden,

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(\chi \mathbf{E} + \chi_2 \mathbf{E}^2 + \chi_3 \mathbf{E}^3 + \dots \right) \quad (2.1)$$

wobei ϵ_0 die elektrische Feldkonstante ist. χ ist die Suszeptibilität und im allgemeinen sind ihre höheren Ordnungen χ_2, χ_3 klein und die entsprechenden Terme können in der linearen Optik vernachlässigt werden. Bei Lichtstrahlen höherer Intensität und damit auch mit einem höheren elektrischen Feld, steigt der Einfluß dieser Terme und sie müssen auch berücksichtigt werden. In diesem Bereich spricht man von nichtlinearer Optik. Mit der Entwicklung des Lasers ist es heute sehr einfach, hohe Intensitäten zu erzeugen und somit Nichtlinearitäten der Polarisation des Materials anzuregen und ihre Effekte zu nutzen und zu erforschen. Daher ist die nichtlineare Optik ein großer Forschungsschwerpunkt, der viele verschiedene interessante Effekte, wie optische Gleichrichtung, Erzeugung von Harmonischen, Frequenzmischung und Selbstfokussierung behandelt [15]. Auch die daraus entstandenen Anwendungen sind heutzutage von großer Bedeutung für die Forschung und die Industrie, wie z.B. die Erzeugung von Terahertzstrahlung [16], Frequenzverdopplung in Lasersystemen [17], der optische parametrische Oszillator [18] und die Erzeugung von räumlichen Solitonen [19], die in dieser Arbeit eine entscheidende Rolle spielen. Die Herstellung von geeigneten Materialien für die nichtlineare Optik und deren Verbesserung war und ist noch heute ein aktives Gebiet der Forschung [20]. Photorefraktive Kristalle sind unter anderem für die Erzeugung optischer räumlicher Solitonen geeignet und kamen im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz, daher werden die in ihnen vorgehenden physikalischen Prozesse im nächsten Abschnitt näher erläutert. Daran anschließend wird zunächst die experimentelle Erzeugung von räumlichen Solitonen beschrieben, gefolgt von der theoretischen Beschreibung der Vorgänge im nichtlinearen optischen Material.

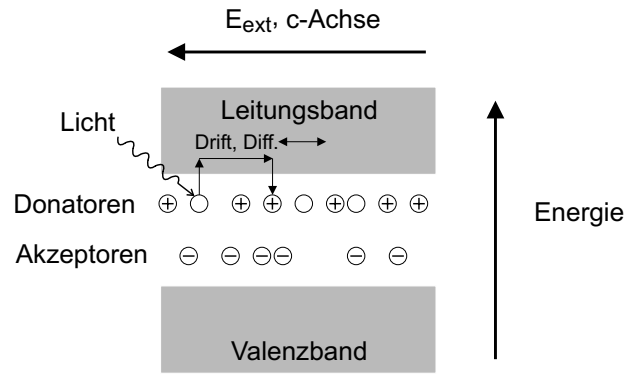


Abbildung 2.1: Darstellung des Ladungsträgertransports entsprechend des Band-Transport-Modells.

2.1 Der photorefraktive Effekt

Der photorefraktive Effekt wurde erstmals von Ashkin et al. [21] 1966 in LiNbO_3 - und LiTaO_3 -Kristallen entdeckt und als „optical damage“ bezeichnet, da die lichtinduzierte Änderung des Brechungsindex zur Defokussierung und Streuung des eingestrahlt Laserlichts beitrug. Heute wird der photorefraktive Effekt in vielen verschiedenen Materialien genutzt, z.B. BaTiO_3 , KNbO_3 , KTN, BSO und SBN. Es handelt sich hierbei um elektro-optische Kristalle, deren Brechungsindex sich aufgrund des Pockels-Effektes ändern kann, wenn der Kristall einem elektrischen Feld ausgesetzt ist. Dieser Effekt wird auch linear elektro-optischer Effekt genannt, da die Änderung des Brechungsindex proportional zur elektrischen Feldstärke ist. Der photorefraktive Effekt ist allerdings ein nichtlinearer optischer Effekt: Das einfallende Licht führt zur Erzeugung eines elektrischen Feldes innerhalb des Materials, dabei hängt die Stärke dieses Feldes von der Intensität des Lichts und damit von E^2 der elektromagnetischen Welle ab. Der photorefraktive Effekt basiert auf einer Umverteilung von Ladungsträgern in dem Material, und zur Verstärkung dieses Prozesses können diese Kristalle dotiert werden. Dabei ist die Zahl von Donatoratomen wesentlich höher als die Zahl der Akzeptoratome. Durch Absorption von Photonen können Elektronen der Donatoratome in das Leitungsband angeregt werden. So entstehen bewegliche Elektronen in beleuchteten Bereichen; diese bewegen sich dann aufgrund von Diffusion in Bereiche niedriger Elektronendichte oder, bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes, kommt es zusätzlich zu einem Driftprozess, der die Elektronen in die entsprechende Feldrichtung bewegt. Die Elektronen aus dem Leitungsband können dann wieder an ionisierten Donatoratomen gebunden werden. Diese Beschreibung wird Band-Transport-Modell genannt und ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Zur Erzeugung photorefraktiver räumlicher Solitonen ist ein elektrisches Feld E_{ext} entlang der kristallographischen c-Achse von außen angelegt (siehe Kapitel 2.2). Kukhtarev *et al.* [22] entwickelte 1979 einen Satz Differentialgleichungen, welche die Bewegung der Ladungsträger innerhalb des Materials beschreiben. Die Rate G_N , mit der freie Elektronen ins Leitungsband angeregt werden, ist durch folgende

Beziehung gegeben:

$$G_N = (\beta_e + sI)(N_D - N_D^+) - \gamma_e N N_D^+. \quad (2.2)$$

Hierbei ist N die Zahl der Elektronen im Leitungsband, N_D die Zahl der nichtionisierten und N_D^+ die Zahl der ionisierten Donatoratome. γ_e ist die Wahrscheinlichkeit eines freien Elektrons mit einem ionisierten Donatoratom zu rekombinieren. Die Anregungswahrscheinlichkeiten werden durch die Koeffizienten β_e und s bestimmt, wobei s die Photoionisationsrate für einfallendes Licht der Intensität I und β_e die Anregungswahrscheinlichkeit durch andere Effekte (hauptsächlich thermische) angibt.

Die Bewegung der Elektronen im Leitungsband wird durch die Stromdichte \mathbf{j} beschrieben:

$$\mathbf{j} = -e\mu N \mathbf{E} + \mu k_B T \nabla N + \hat{p}_n \mathbf{e}_p (N_D - N_D^+). \quad (2.3)$$

Auf der rechten Seite der Gleichung beschreibt der erste Term den Drift-, der zweite den Diffusions- und der dritte Term den photovoltaischen Effekt. e ist die Ladung und μ die Beweglichkeit der Elektronen. Im Ausdruck für die Diffusion ist die Boltzmannkonstante k_B und die absolute Temperatur T enthalten. Die Stärke des photovoltaischen Effekts wird durch den photovoltaischen Tensor \hat{p}_n und die Polarisationsrichtung \mathbf{e}_p der einfallenden elektromagnetischen Welle bestimmt.

Die zeitliche Änderung der Elektronen pro Volumenelement im Leitungsband ergibt sich aus der Bildungsrate der freien Elektronen und ihrer Bewegung:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = G_N - \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}. \quad (2.4)$$

Die Änderungsrate der ionisierten Donatoren pro Volumenelement beträgt

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = G_N. \quad (2.5)$$

Im Band-Transport-Modell muss das elektrische Feld folgende Gleichung erfüllen:

$$\nabla \cdot (\hat{\epsilon} \mathbf{E}) = -4\pi e (N + N_A - N_D^+). \quad (2.6)$$

$\hat{\epsilon}$ ist der dielektrische Tensor und N_A ist die Konzentration der Akzeptoratome, wobei davon ausgegangen wird, dass alle Akzeptoratome ionisiert sind. Um die orts aufgelöste Verteilung des Brechungsindex, bei Einfall eines Lichtstrahls, zu bestimmen, muss das elektrische Feld innerhalb des Kristalls berechnet werden. Zozulya und Anderson [23] konnten eine Lösung der hier dargestellten gekoppelten Differentialgleichungen finden, indem sie das elektrische Feld durch sein Potential darstellten

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi. \quad (2.7)$$

Ist ein zusätzliches externes Feld E_{ext} an den Kristall angelegt, gilt

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi + E_{ext}. \quad (2.8)$$

Im Folgenden wird ein Koordinatensystem benutzt, bei dem die c-Achse des Kristalls mit der x-Achse zusammenfällt. In diese Richtung wird auch das externe elektrische Feld angelegt. Die Lösung des Differentialgleichungssystems ergibt dann die sogenannte Potentialgleichung [23]:

$$\begin{aligned} \frac{\tau_0}{1 + \tilde{I}} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla(\epsilon \nabla \phi)) + \Delta \phi + \nabla \ln(1 + \tilde{I}) \nabla \phi = E_{ext} \frac{\partial}{\partial x} \ln(1 + \tilde{I}) \\ - \frac{k_b T}{e} \left[\Delta \ln(1 + \tilde{I}) + \left(\nabla \ln(1 + \tilde{I}) \right)^2 \right] - \hat{\eta} \nabla \ln(1 + \tilde{I}) \end{aligned} \quad (2.9)$$

\tilde{I} ist die auf die Hintergrundbeleuchtung I_d normierte Intensität, wobei die thermische Anregung ebenfalls als ein Teil der Hintergrundbeleuchtung angesehen wird. Die Materialeigenschaften sind in der Relaxationszeit

$$\tau_0 = \frac{\gamma_e}{4\pi e \mu \tilde{s}} \frac{N_A}{N_D - N_A} \quad (2.10)$$

und in dem photovoltaischen Tensor $\hat{\eta}$ enthalten

$$\hat{\eta} = \frac{N_A \hat{p}_n \mathbf{e}_p}{e \mu}, \quad (2.11)$$

wobei die Photoionisationsrate s hier nach $\tilde{s} = s I_d$ umskaliert worden ist. Die linke Seite der Potentialgleichung 2.9 beschreibt die materialabhängige zeitliche Entwicklung und die räumliche Änderung des Potentials. Die Terme auf der rechten Seiten beschreiben den Drift aufgrund des äußeren elektrischen Feldes, die Diffusion der Ladungsträger und die Auswirkungen des photovoltaischen Effekts. Mit der Lösung der Potentialgleichung kann die Änderung des Brechungsindex aufgrund des Pockels-Effekts berechnet werden.

$$n^2 - n_0^2 = \Delta \epsilon = n_0^4 \hat{r} \nabla \tilde{\phi} \quad (2.12)$$

Der elektro-optische Tensor \hat{r} ist materialspezifisch und im elektrischen Potential $\tilde{\phi}$ sind sowohl das sich ausbildende interne als auch das von außen angelegte externe elektrische Feld enthalten. Eine Intensitätsverteilung kann ein Potential erzeugen und dieses bewirkt eine Brechungsindexmodulation, die wieder auf die Intensitätsverteilung wirkt. Dadurch ist die Möglichkeit der Selbstfokussierung eines Strahls gegeben und im folgenden Abschnitt werden die Prozesse, die zur Bildung eines Solitons führen, genauer beschrieben.

2.2 Erzeugung optischer räumlicher Solitonen in SBN

Der Effekt der Selbstfokussierung eines Lichtstrahls wurde bereits 1964 [24, 25] beschrieben. Die Erzeugung von optischen räumlichen Solitonen wurde zuerst in so genannten

Kerr-Medien untersucht. Dieser nichtlineare optische Effekt führt zu einer Änderung des Brechungsindex nach folgender Abhängigkeit:

$$n = n_0 + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (2.13)$$

Der ungestörte Brechungsindex ist durch n_0 gegeben und n_2 ist der Koeffizient, der die nichtlineare Änderung des Brechungsindex beschreibt. Eine analytische Lösung der Propagationsgleichung in einem Kerr-Medium wurde 1972 von Zakharov und Shabat gefunden [26]. Zur Erzeugung eines räumlichen Solitons muss allerdings eine stabile Gleichgewichtsbeziehung zwischen Selbstfokussierung und natürlicher Beugung existieren, damit die Strahlform während der Propagation erhalten bleibt und es nicht zu einer Überfokussierung oder einem Divergieren des Strahls kommt. Hierzu entwickelten Vakhitov und Kolokolov ein nach ihnen benanntes Kriterium [27, 28], welches erfüllt sein muss, um stabile solitäre Lösungen der nichtlinearen Wellengleichung zu erhalten. Daraufhin konnte gezeigt werden, dass nur eindimensionale Lichtverteilungen beugungskompensiert als Solitonen in Kerr-Medien existieren können [19]. Diese so genannten Kerr-Solitonen wurden experimentell 1985 von Barthelemy *et al.* [29] in flüssigem CS₂ und 1990 von Aitchison *et al.* [30] in einem Glaswellenleiter nachgewiesen. Die Begrenzung auf (1+1)D-Solitonen, es handelt sich um 1-dimensionale Streifen plus eine Propagationsdimension, ist, obwohl durchaus von wissenschaftlichem Interesse, für mögliche Anwendungen nur sehr eingeschränkt nutzbar. Allerdings wurde schon 1974 von Bjorkholm und Ashkin [31] ein zweidimensional selbstfokussierter Strahl in atomarem Natrium-Dampf beobachtet. Zur Erklärung zogen sie numerische Berechnungen von Dawes *et al.* aus dem Jahre 1969 zu Rate [32], in welchen eine mögliche Begrenzung der Selbstfokussierung durch eine sättigbare Nichtlinearität gezeigt wurde. In diesem Fall kann eine zu starke Überfokussierung, die zu einer so genannten Fokuskatastrophe führt und die Entwicklung einer solitären Lösung unmöglich macht, verhindert werden. Daher zogen sie den Schluß, dass die Erzeugung von (2+1)D-Solitonen durch eine saturierbare Nichtlinearität möglich ist.

Die Möglichkeit, räumliche Solitonen in photorefraktiven Kristallen zu erzeugen, wurde 1992 von Segev *et al.* [9] theoretisch vorhergesagt und 1993 experimentell bestätigt [10]. Die ersten hier untersuchten Solitonen waren ebenfalls (1+1)D-Solitonen, jedoch wurden bereits 1994 (2+1)D-Solitonen erzeugt [11]. Zu dem Vorteil, dass (2+1)D-Solitonen in beiden transversalen Dimensionen begrenzte Strahlprofile haben, kommt noch die Eigenschaft photorefraktiver Kristalle, dass Solitonen mit sehr geringer Laserleistung im μ W-Bereich realisiert werden können. Daher und aufgrund der vielfältigen möglichen Wechselwirkungen zwischen einzelnen Solitonen (siehe Kapitel 6) entwickelte sich ein reges Forschungsinteresse in diesem Bereich, das bis heute anhält. Die Anforderungen an einen experimentellen Aufbau zur Erzeugung photorefraktiver Solitonen ist gering, wie man an der Abbildung 2.2 erkennen kann.

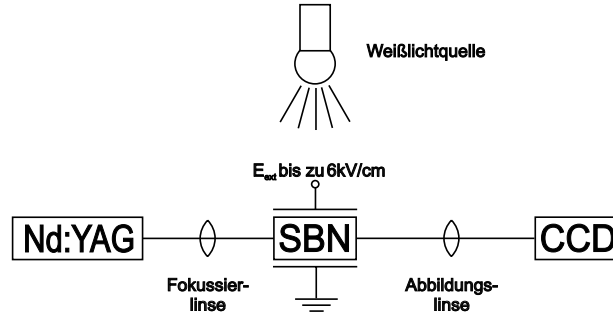


Abbildung 2.2: Aufbau zur Erzeugung und Beobachtung optischer räumlicher Solitonen

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden mit einem Cerium-dotierten Strontium-Barium-Niobat-Kristall (SBN) durchgeführt. Dieses photorefraktive Material hat sich in der Vergangenheit als geeignet erwiesen, da die Elektronen sich mit Licht aus dem sichtbaren Bereich in das Leitungsband anregen lassen. Der elektro-optische Tensor \hat{r} (siehe Gleichung 2.12) hat ein hohes maximales Element von $r_{33} = 333 \text{ pm/V}$ [33] für eine Wellenlänge von 532 nm. Dies ist das dominante Element, da SBN aufgrund seiner Kristallstruktur eine Vorzugsrichtung, die so genannte c-Achse, besitzt. Die Gleichung 2.12 vereinfacht sich so für entlang dieser Achse linear polarisiertes Licht zu:

$$n^2 - n_0^2 = \Delta\epsilon = n_0^4 r_{33} \partial_x \tilde{\phi} \quad (2.14)$$

wobei die x-Achse mit der c-Achse zusammenfällt. Die räumlichen Solitonen werden mit einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Festkörperlaser, dessen Licht eine Wellenlänge von 532 nm hat, in den Kristall eingeschrieben. Das einfallende Laserlicht ist, wie benötigt, entlang der c-Achse linear polarisiert und wird über eine Linse auf die Frontfläche des Kristalls fokussiert. Entlang der c-Achse kann durch angebrachte Elektroden auch ein externes Feld an den Kristall angelegt werden. Die Rückfläche des Kristalls wird mit einer Abbildungslinse auf eine CCD-Kamera abgebildet. Liegt kein elektrisches Feld an dem Kristall an, divergiert der Laserstrahl und an der Rückfläche ist die Intensität des Strahls entsprechend der Propagationslänge über einen weiten Bereich verteilt. Die Vorgänge im photorefraktiven Material sind für diesen Fall in Abbildung 2.3 dargestellt. In dem beleuchteten Bereich werden Elektronen erzeugt und aufgrund von Diffusion bewegen diese sich in Bereiche niedrigerer Elektronendichte außerhalb des beleuchteten Bereichs. Dies erzeugt innerhalb des Kristalls ein elektrisches Feld und über den Pockels-Effekt ändert sich der Brechungsindex (siehe Kapitel 2.1). Ist kein äußeres elektrisches Feld angelegt, ist die entstehende Brechungsindexstruktur nicht fokussierend, sondern sie bewirkt eine Ablenkung der Lichtverteilung in Richtung des höheren Brechungsindex. Dieser Effekt ist allerdings sehr klein, da die Intensität pro Fläche aufgrund des divergierenden Strahls und damit auch das entstehende elektrische Feld sehr klein sind.

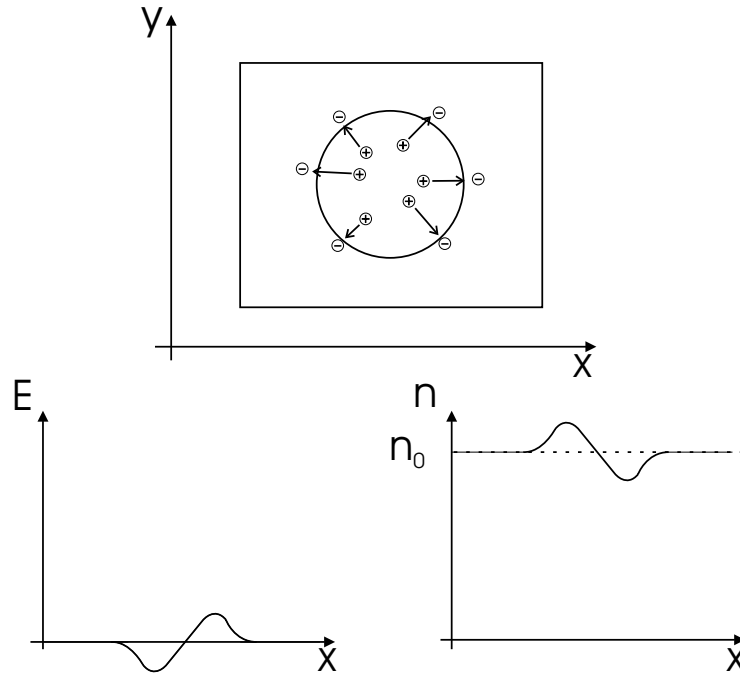


Abbildung 2.3: Darstellung der Prozesse in einem phototrefraktiven Material ohne äußeres angelegtes elektrisches Feld. Durch das einfallende Licht werden Elektronen ins Leitungsband gehoben, und aufgrund von Diffusionseffekten entsteht die dargestellte Ladungsträgerverteilung. Daraus ergibt sich das darunter dargestellte elektrische Feld im Kristall und der Pockels-Effekt führt zu einer Brechungsindexmodulation, die eine Verschiebung des einfallenden Lichtstrahls bewirkt.

Wird an den Kristall ein äußeres elektrisches Feld angelegt, ändert sich die Situation wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Das angelegte elektrische Feld führt zu einer globalen Erniedrigung des Brechungsindex des Kristalls. Die durch das Licht ins Leitungsband angeregten Elektronen werden aufgrund des elektrischen Feldes beschleunigt und driften in Richtung der positiv geladenen Anode. Daher entsteht ein Feld innerhalb des Kristalls, welches dem äußeren Feld entgegen gerichtet ist. Somit wird der beleuchtete Bereich von dem äußeren elektrischen Feld durch das entstehende innere Feld abgeschirmt. Daher spricht man auch von so genannten Abschirmsolitonen („screening solitons“). Das niedrigere Feld im beleuchteten Bereich führt zur einer Erhöhung des Brechungsindex im Gegensatz zu dem Brechungsindex der restlichen Bereiche. An der Endfläche des Kristalls ist die Größe des Strahls, wenn die Beugung gerade durch die Selbstfokussierung aufgehoben wird, in etwa so groß wie an der Eintrittsfläche, allerdings hat der Strahl ein elliptisches Strahlprofil. Dies liegt an der Anisotropie des Kristalls und an dem elektrischen Feld, dass die Elektronen nur entlang einer Achse beschleunigt.

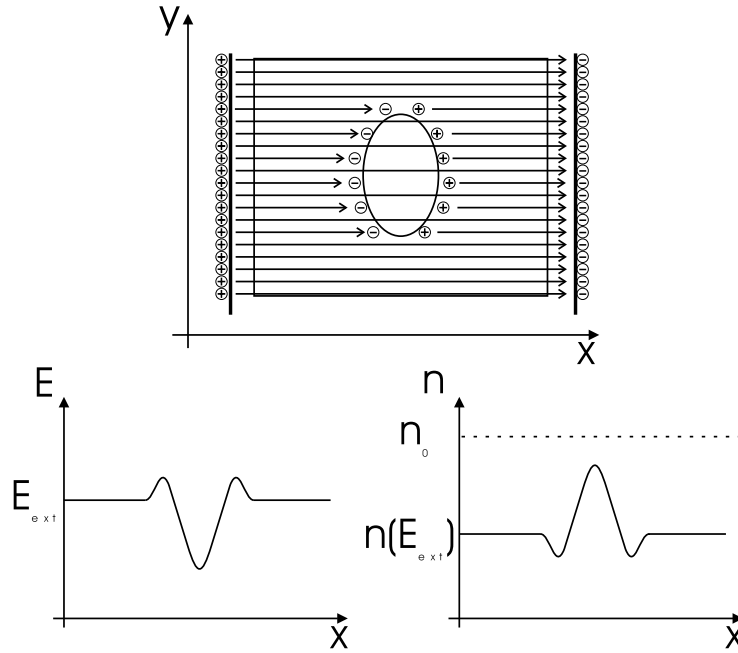


Abbildung 2.4: Wird das photorefraktive Material in ein elektrisches Feld gebracht, kann sich beim Einstrahlen einer geeigneten Lichtverteilung ein räumliches Soliton bilden. Die dargestellte Ladungsträgerverteilung und das entstehende elektrische Feld innerhalb des Kristalls führen zu einer fokussierenden Brechungsindexverteilung.

In Abbildung 2.5 ist eine experimentelle Realisierung eines photorefraktiven räumlichen Solitons dargestellt. Es sind die Abbildungen der Rückfläche des Kristalls einmal ohne angelegtes Feld in a) und einmal mit angelegtem Feld in b) gezeigt. Die Intensitätsverteilungen ergeben sich nach Propagation des Lichtes durch 14,8 mm des photorefraktiven SBN-Kristalls, entsprechend dem Versuchsaufbau aus Abbildung 2.2. In b) ist eine deutliche Erhöhung der gemessenen Intensität an der Strahlposition zu beobachten, da das Divergieren des Lichtstrahls durch die Selbstfokussierung kompensiert wurde. Des Weiteren ist das eingehende gaußsche Strahlprofil in eine elliptische Form übergegangen.

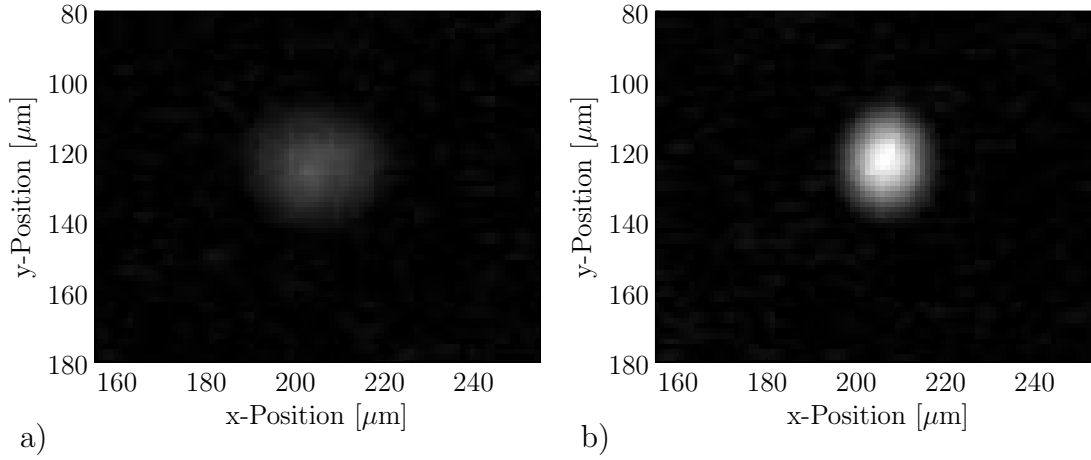


Abbildung 2.5: Rückseite des SBN-Kristalls. Ohne angelegte Spannung ergibt sich die in a) dargestellte Intensitätsverteilung. b) Bei einer angelegten Spannung von 1400 V entsteht ein Soliton.

2.3 Numerische Berechnung der Propagation von Licht in nichtlinearen Medien

Die Basis zur Beschreibung der Wechselwirkung von Licht mit Materie bilden die Maxwell-Gleichungen:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (2.17)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.18)$$

Die Materialgleichungen $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$ und $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}$ verknüpfen die elektrische Polarisation \mathbf{P} und die Magnetisierung \mathbf{M} der Materie mit der dielektrischen Verschiebung \mathbf{D} und dem magnetischen Feld \mathbf{H} . Wie die meisten in der Optik verwendeten Materialien sind auch photorefraktive Kristalle nicht magnetisch, daher gilt $\mathbf{M} = 0$. Des Weiteren wird die Annahme gemacht, dass im Medium keine freien Ladungen ($\rho = 0$) und keine Ströme ($\mathbf{j} = 0$) vorhanden sind. Unter diesen Voraussetzungen lässt sich die Wellengleichung

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.19)$$

für das elektrische Feld \mathbf{E} aus den Maxwell-Gleichungen herleiten. Die Suszeptibilitäten aus Gleichung 2.1 werden in einer effektiven Größe $\tilde{\chi}$ zusammengefasst und die dielektrische Verschiebung ergibt sich daher zu:

$$\mathbf{D} = (1 + 4\pi\tilde{\chi})\mathbf{E} = \hat{\epsilon}\mathbf{E}, \quad (2.20)$$

wobei $\hat{\epsilon}$ den Dielektrizitätstensor darstellt. Mit der Einführung des Brechungsindex $n = \sqrt{1 + 4\pi\tilde{\chi}} = \sqrt{\hat{\epsilon}}$ ergibt sich die Wellengleichung zu:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.21)$$

Es gilt die Vektorbeziehung $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ und das propagierende Lichtfeld ist im Medium quellenfrei $\nabla \mathbf{D} = \hat{\epsilon} \nabla \mathbf{E} + \mathbf{E} \nabla \hat{\epsilon} = 0$. Daher kann unter der Annahme, dass der Dielektrizitätstensor räumlich nicht veränderlich ist, der Term $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$ vernachlässigt werden. Daraus folgt die so genannte Helmholtz-Gleichung:

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.22)$$

Als Lösungsansatz wird das elektrische Feld räumlich und zeitlich in schnell und langsam veränderliche Anteile zerlegt, dies ist die so genannte SVE-Näherung (Slowly Varying Envelope). Für eine in x-Richtung linear polarisierte elektromagnetische Welle, die sich in z-Richtung ausbreitet, folgt daraus:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \cdot e^{i(k_0 n_0 z - \omega t)} \cdot \mathbf{e}_x \quad (2.23)$$

$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ ist hierbei die sich langsam verändernde Einhüllende des elektrischen Feldes, k_0 ist der Wellenvektor im Vakuum und n_0 ist der ungestörte Brechungsindex des Materials. Wird vorausgesetzt, dass die Ausbreitungsrichtung nur kleine Winkel mit der z-Achse einschließt, kann die zweifache Ableitung in z-Richtung vernachlässigt werden. Es ergibt sich die paraxiale Wellengleichung [34]:

$$2in_0 k_0 \partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + (n^2 - n_0^2) k_0^2 A = 0 \quad (\nabla_{\perp}^2 = \partial_{xx} + \partial_{yy}) \quad (2.24)$$

Für die Ausbreitung in einem photorefraktiven Medium ergibt sich aufgrund Gleichung 2.14:

$$2in_0 k_0 \partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2 n_0^4 r_{333} \partial_x \tilde{\phi} A = 0 \quad (2.25)$$

Zur Lösung dieser Gleichung muss allerdings erst eine Lösung für das Potenzial $\tilde{\phi}$ gefunden werden. Ein Verfahren hierzu wird im nächsten Abschnitt beschrieben, und danach wird eine Lösung des Gesamtproblems in Abschnitt 2.3.2 vorgestellt.

2.3.1 Lösung der Potentialgleichung

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen dienen qualitativen Aussagen und bildeten die Basis weiterer experimenteller Untersuchungen, daher wurden bei der Lösung der Potentialgleichung 2.9 mehrere vereinfachende Annahmen gemacht. Die zeitliche Abhängigkeit der Gleichung wurde vernachlässigt, da gezeigt wurde [14], dass die zeitabhängigen Betrachtungen in denselben statischen Zustand relaxieren wie in der hier

verwendeten zeitunabhängigen Betrachtungsweise. Des Weiteren kann der photovoltaische Tensor vernachlässigt werden, da zum einen in dem von uns verwendeten Kristall das photovoltaische elektrische Feld klein gegenüber dem aufgrund der Diffusion der Ladungsträger entstehenden Feld [35] ist und zum anderen im Experiment nur das photovoltaische elektrische Feld, welches in die Richtung des äußeren angelegten Feldes wirkt, zu berücksichtigen ist. Deshalb kann es als zusätzlicher Beitrag des äußeren elektrischen Feldes angesehen werden. In der Potentialgleichung wird die Temperatur $T = 0$ K gesetzt, und damit wird die Diffusion der Ladungsträger vernachlässigt. Die Diffusion führt, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, zu einer Brechungsindexverteilung, die eine Ablenkung des Strahls bewirkt. Dieser Effekt des 'Beam-bendings' [36,37] tritt neben dem Effekt der Solitonenbildung auf, führt allerdings zu keiner qualitativen Änderung der Ergebnisse. Auch hängt die Stärke dieses Effektes von den experimentellen Gegebenheiten ab, unter anderem von dem verwendeten Kristall und der Hintergrundbeleuchtung. In den hier vorgestellten experimentellen Ergebnissen war dieser Effekt von vernachlässigbarer Größe. Unter diesen Annahmen vereinfacht sich die Potentialgleichung zu folgender Form:

$$\Delta\phi + \nabla \ln(1 + \tilde{I}) \nabla \phi = E_{ext} \frac{\partial}{\partial x} \ln(1 + \tilde{I}) \quad (2.26)$$

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Lösungsverfahren dieser Gleichung folgt dem von A. Stepken entwickelten Verfahren. Daher werden hier nur die wichtigsten Punkte dargestellt und für eine umfassende Beschreibung wird auf seine Arbeit verwiesen [14]. Zur Berechnung der partiellen Ableitung und zur Auflösung des Laplace-Operators wird ein spektrales Verfahren verwendet. Die Basis eines solchen Verfahrens bildet die Fouriertransformation, da im Fourierraum die Ableitungen durch eine einfache Multiplikation mit den k -Vektoren gebildet werden. Es gelten die folgenden Beziehungen:

$$\mathcal{F}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (2.27)$$

$$\partial_x f(x, y) \rightarrow -ik_x \mathcal{F}(k_x, k_y) \quad (2.28)$$

$$\Delta f(x, y) \rightarrow -(k_x^2 + k_y^2) \mathcal{F}(k_x, k_y) \quad (2.29)$$

Der gemischte Term aus der Intensitätsverteilung und dem Potential in Gleichung 2.26 kann allerdings auch im Fourierraum nicht separiert werden und deshalb wird zu dem spektralen Verfahren noch ein Iterationsverfahren verwendet. Im ersten Iterationsschritt wird der gemischte Term vernachlässigt:

$$\Delta\phi^{(0)} = E_{ext} \frac{\partial}{\partial x} \ln(1 + \tilde{I}) \quad (2.30)$$

Diese Gleichung wird dann mit dem spektralen Verfahren gelöst. Das so berechnete Potential dient dann zur Berechnung des gemischten Terms und der nächste Iterationsschritt ergibt sich zu:

$$\Delta\phi^{(1)} = E_{ext} \frac{\partial}{\partial x} \ln(1 + \tilde{I}) - \nabla \ln(1 + \tilde{I}) \nabla \phi^{(0)} \quad (2.31)$$

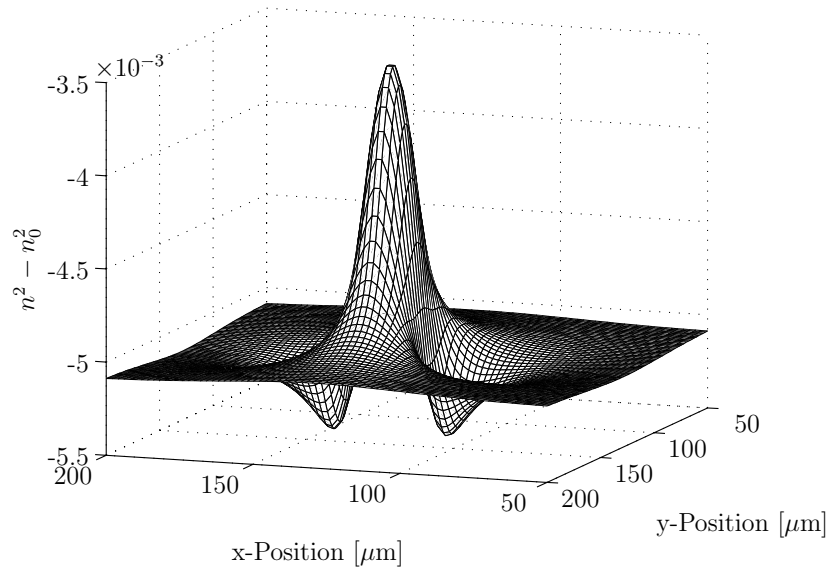


Abbildung 2.6: Darstellung der errechneten Brechungsindexmodulation aus der Lösung der Potentialgleichung. Die verwendeten Parameter sind, bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung, $\tilde{I} = 1$ mit einer Breite von $20 \mu\text{m}$ und $E_{ext} = 5 \text{ kV/cm}$.

Die Lösung des Laplace-Operators im Fourierraum liefert dann wieder das Potential für die Berechnung des gemischten Terms. Dieser Vorgang wird dann wiederholt bis die Änderung des Potentials in einem Iterationsschritt eine gewisse Grenze unterschreitet. Aus der Lösung des Potentials kann die Brechungsindexmodulation $n^2 - n_0^2$ im photorefraktiven Material gemäß Gleichung 2.14 berechnet werden. Werden die Parameter entsprechend der experimentellen Gegebenheiten gewählt, ergibt sich eine Modulation des Brechungsindex wie in Abbildung 2.6 dargestellt.

2.3.2 Lösung der Wellengleichung

Das mit dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren berechnete Potential kann nun in die Wellengleichung 2.24 eingesetzt werden. Zur Lösung der Wellengleichung hat sich die so genannte 'beam propagation method' (BPM) als besonders geeignet herausgestellt. Dieses Verfahren basiert auf der Separation der Materialeigenschaften von denen der freien räumlichen Ausbreitung der elektromagnetischen Welle. Dazu wird das Medium in Propagationsrichtung rechnerisch in dünne Schichten unterteilt, die einen bestimmten Abstand zueinander haben. Zwischen den Schichten ändert sich die Amplitudenverteilung der elektromagnetischen Welle wie bei der Propagation im freien Raum aufgrund der Beugung. In den Schichten werden dann die Materialeigenschaften berücksichtigt. Die gewünschte Propagationsdistanz wird in Abschnitte der Länge h unterteilt, und zuerst wird eine freie Propagation über die Strecke $h/2$ angenommen. Das nach dieser Strecke entstandene Am-

plitudenprofil wird nun als Ausgangspunkt zur Berechnung der Auswirkung des Materials über die gesamte Strecke h benutzt. Das daraus erhaltene Amplitudenprofil propagiert dann wieder die Strecke $h/2$ wie im freien Raum. Dieses Verfahren wird bis zur gewünschten Distanz wiederholt. In dem in dieser Arbeit behandelten Fall der Propagation in photorefraktiven Kristallen ergeben sich die folgenden Schritte. Zuerst wird die freie Propagation über die Strecke $h/2$ betrachtet, dabei geht die Wellengleichung in folgende Form über:

$$2in_0k_0\partial_z A + \nabla_\perp^2 A = 0 \quad (2.32)$$

Das Amplitudenprofil nach dieser Strecke ergibt sich deshalb zu:

$$A^{(1)}\left(\frac{h}{2}\right) = \exp\left(\frac{i}{2n_0k_0} \frac{h}{2} \nabla_\perp^2\right) A^{(0)} \quad (2.33)$$

wobei $A^{(0)}$ die vorgegebene Anfangsamplitude, die auf den Kristall auftrifft, bezeichnet. Diese Gleichung wird wieder mit einem spektralen Verfahren gelöst. Daher spricht man auch von einer auf der Fouriertransformation basierten BPM, des Weiteren werden auch BPM Verfahren basierend auf Finiten Differenzen oder Finiten Elementen zur Berechnung von wellenleitenden Strukturen verwendet. Die ersten beiden Verfahren werden ausführlich in [38] beschrieben, während das dritte Verfahren eine neuere Herangehensweise ist [39]. Jedes Verfahren hat verschiedene Vor- und Nachteile, für deren Erörterung wird auf die angegebenen Referenzen verwiesen. Da aber zur Lösung der Potentialgleichung bereits ein spektrales Verfahren verwendet wurde und es im hier behandelten Fall keine entscheidenden Nachteile gibt, wurde die auf der Fouriertransformation basierende BPM verwendet. Das berechnete Amplitudenprofil $A^{(1)}$ ist mit $\tilde{I} = |A^{(1)}|^2$ Ausgangspunkt für die Berechnung des Potentials, wie im vorigem Abschnitt beschrieben. Nun wird die Auswirkung der Brechungsindexverteilung für die Strecke h auf das Amplitudenprofil berechnet ohne Berücksichtigung der freien Beugung. Das heißt, es wird nur der nachfolgende Teil der Wellengleichung berücksichtigt:

$$2in_0k_0\partial_z A + k_0^2 n_0^4 r_{333} \partial_x \tilde{\phi} A = 0 \quad (2.34)$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} A^{(2)}\left(\frac{h}{2}\right) &= \exp\left(i\frac{1}{2}k_0n_0^3r_{333}\int_0^h\partial_x\tilde{\phi}dz\right) A^{(1)}\left(\frac{h}{2}\right) \\ &\approx \exp\left(i\frac{1}{2}k_0n_0^3r_{333}\partial_x\tilde{\phi}h\right) A^{(1)}\left(\frac{h}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

Im nächsten Schritt wird wieder eine freie Propagation über eine Strecke von $h/2$ angenommen und es gilt:

$$A^{(3)}\left(\frac{h}{2}\right) = \exp\left(\frac{i}{2n_0k_0} \frac{h}{2} \nabla_\perp^2\right) A^{(2)}\left(\frac{h}{2}\right) \quad (2.36)$$

Diese drei Schritte müssen für jedes Teilstück der Länge h berechnet werden, wobei jeweils das entstehende Amplitudenprofil nach der Propagation durch ein Teilstück als Anfangsamplitudenprofil für das nächste Teilstück verwendet wird.

2.3.3 Ergebnisse der Simulation solitärer Strahlpropagation

Photorefraktive räumliche Solitonen bilden sich aufgrund der Kompensierung der natürlichen Beugung durch den Effekt der Selbstfokussierung. Diese Selbstfokussierung kann, wie im Kapitel 2.2 bereits beschrieben, durch das Anlegen eines elektrischen Feldes an einen photorefraktiven Kristall erzeugt werden. Es bildet sich ein elliptisches Brechungsindexprofil (siehe Abbildung 2.4 und Abbildung 2.6) und daraus folgt ein elliptisches Intensitätsprofil (siehe Abbildung 2.5). Daher müsste, um ein exaktes Soliton zu erzeugen, die Intensitätsverteilung, die auf den Kristall eingestrahlt wird, von Beginn an ein elliptisches Strahlprofil haben. Da sich per Definition bei einem Soliton die Form während der Propagation nicht ändert. Allerdings ist es experimentell äußerst schwierig, die passende elliptische Intensitätsverteilung zu erzeugen. Des Weiteren werden in den meisten Anwendungen gaußsche Strahlprofile verwendet, wobei die Verwendung eines gaußschen Strahlprofils als Anfangsprofil einer Propagation in photorefraktiven Materialien zu einem elliptischen Profil innerhalb des Kristalls führt. Es kommt allerdings im Allgemeinen zu Oszillationen des Strahlprofils über die Propagationsdistanz. Daher wird der Begriff Soliton bei räumlichen Solitonen öfters, wie auch in dieser Arbeit, in einem weiteren Sinne auch für Strahlprofile, die einer geringen Veränderung während der Propagation unterliegen, verwendet. In der Tabelle 2.1 sind die verwendeten Parameter für die Simulation, nach dem in den beiden vorherigen Abschnitten beschriebenen Verfahren, dargestellt. Als Er-

Intensität \tilde{I}	1
Breite der Gaußverteilung bei $1/e$	$20 \mu\text{m}$
Wellenlänge	532 nm
äußeres elektrisches Feld E_{ext}	2500 V/cm
elektro-optischer Koeffizient	$333 \cdot 10^{-10} \text{ cm/V}$
ungestörter Brechungsindex	2,36
Gesamtlänge der Propagation	6 mm
Länge eines Teilstücks der Berechnung	$10 \mu\text{m}$

Tabelle 2.1: Aufstellung der für eine Simulation verwendeten Parameter

gebnis dieser Parameter sind in Abbildung 2.7 a) und b) die Intensitätsverteilungen nach der Propagation durch 6 mm des nichtlinearen Materials dargestellt, einmal ohne ein angelegtes äußeres Feld und einmal mit einem angelegten äußeren Feld (vgl. Abbildung 2.5). Die Propagation des Strahls innerhalb des Kristalls ist in c) und d) in einer Seitenansicht dargestellt.

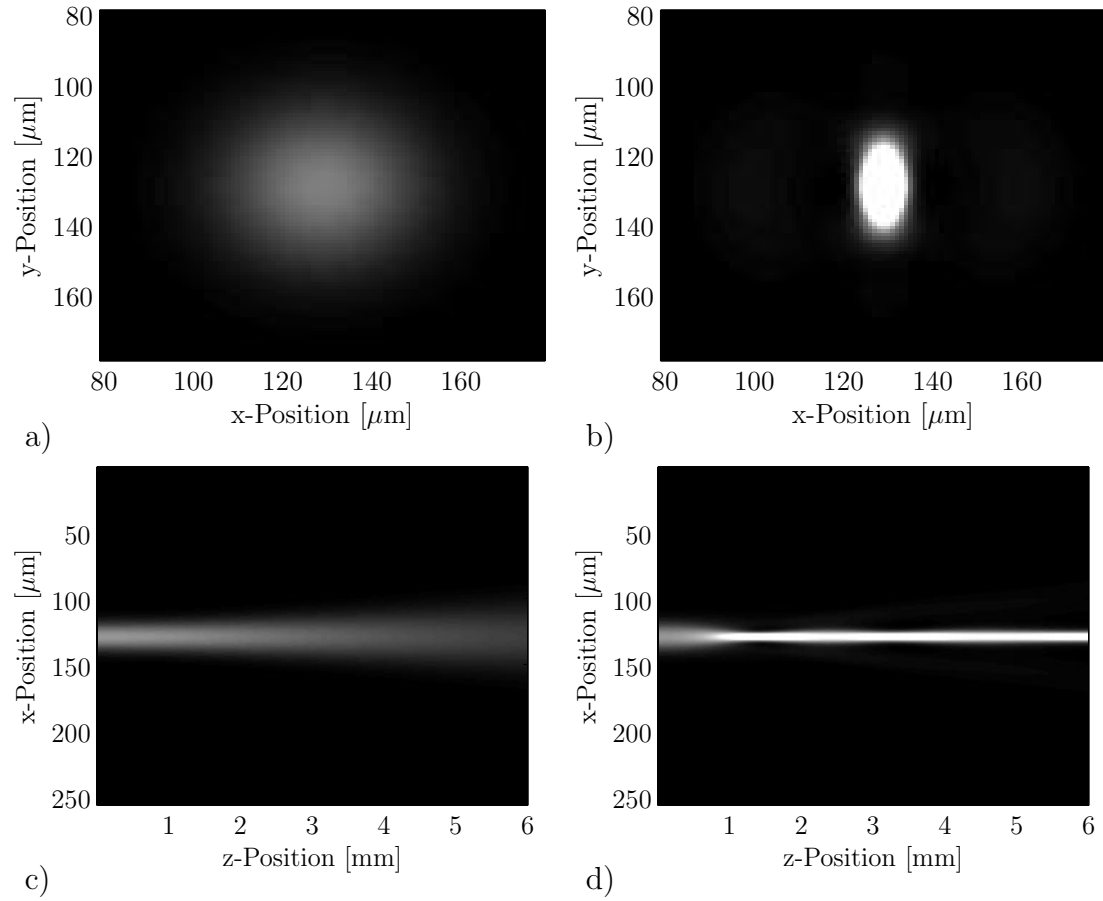


Abbildung 2.7: Simulierte Intensitätsverteilung nach der Propagation eines Lichtstrahls durch 6 mm eines photorefraktiven Materials. In a) ohne angelegte Spannung und in b) mit einer Spannung von 2,5 kV. In c) und d) sind die zugehörigen Propagationswege im Kristall dargestellt.

3 Photorefraktive Solitonen als Wellenleiter

Die Bildung optischer räumlicher Solitonen ist Folge der erzeugten Brechungsindexmodulation in einem nichtlinearen Material durch einen propagierenden Laserstrahl, die zur Selbstfokussierung des Strahls führt. Diese Brechungsindexmodulation bildet innerhalb des Kristalls eine wellenleitende Struktur, welche die Divergenz der Laserstrahlung begrenzt. In den hier vorgestellten Untersuchungen schreibt die Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von 532 nm somit sich selbst einen Wellenleiter, in dem sie geführt wird. Die Brechungsindexmodulation dieses Wellenleiters wirkt auch auf Licht anderer Wellenlänge, auch wenn es selbst keine Brechungsmodulation in dem Material erzeugen kann. Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Möglichkeiten, photorefraktive räumliche Solitonen als Wellenleiter in der optischen Nachrichtentechnik einzusetzen. Diese nutzt aufgrund der Eigenschaften von Glasfasern hauptsächlich Licht aus dem infraroten Spektralbereich, da die Dämpfung von dem verwendeten Glas in diesem Bereich besonders gering ist und so weite Übertragungstrecken ohne Verstärkung überbrückt werden können. Da für lange Übertragungstrecken hauptsächlich die beiden Wellenlängenbereiche von 1260 nm - 1360 nm (O-Band) und 1530 nm - 1625 nm (C- und L-Band) zum Einsatz kommen, besteht die Notwendigkeit, die Wellenleitungseigenschaften von räumlichen Solitonen in diesen Bereichen zu untersuchen. Es stand für diese Arbeit ein Laser zur Verfügung, der in der Nachrichtentechnik Verwendung findet und dessen Wellenlänge in einem Bereich von 1520 nm bis 1630 nm variabel einstellbar ist. Diese Laserstrahlung kann wegen der fehlenden Sensitivität des verwendeten SBN-Kristalls alleine keine Brechungsindexmodulation aufgrund des photorefraktiven Effektes erzeugen. Daher dient ein zweiter Laser mit der Wellenlänge 532 nm als „Steuerstrahl“ für die infrarote Strahlung. Dieser Strahl erzeugt einen Wellenleiter im Material und darin kann die infrarote Laserstrahlung geführt werden. Dies stellt die Möglichkeit dar, Licht mit Licht zu beeinflussen, und damit können so genannte 'all-optical devices', die allein auf der Wechselwirkung von Licht basieren, hergestellt werden. In diesem Kapitel werden zunächst die Grundlagen der optischen Wellenleitung erläutert. Daran anschließend werden die Messverfahren und die Ergebnisse der wichtigen Eigenschaften des SBN-Kristalls dargestellt. Als Abschluss dieses Kapitels werden dann die Wellenleitungseigenschaften räumlicher Solitonen vorgestellt.

3.1 Grundlagen optischer Wellenleitung

Bei der freien Propagation eines Lichtstrahls tritt immer Beugung auf, die zu einem Divergieren des Strahls führt. Allerdings kann man diesen Effekt durch geeignete Brechungsindexverteilungen in einem Medium kompensieren. Ein solcher Wellenleiter besitzt immer eine Region mit einem gegenüber dem umgebenden Medium erhöhten Brechungsindex, dadurch kommt es zur Reflexion und Brechung eines Lichtstrahls an der Grenze der beiden Brechungsindexbereiche. Dabei gilt für die Brechung des Lichtstrahls das Snelliusche Brechungsgesetz:

$$n_1 \cdot \sin(\alpha_1) = n_2 \cdot \sin(\alpha_2) \quad (3.1)$$

mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 der beiden angrenzenden Bereiche und dem Einfallswinkel α_1 und dem Ausfallswinkel α_2 zur Normalen der Grenzschicht. Eine einfache Beschreibung des Wellenleitungseffektes kann mit Hilfe eines Stufenwellenleiters gegeben werden, wie in Abbildung 3.1 a) dargestellt. Im Kernbereich hat das Material den Brechungsindex n_1 , der größer ist als n_2 , der Brechungsindex des umgebenden Materials. Ein Lichtstrahl, der in den Wellenleiter einfällt, wird dann geführt, wenn die Bedingungen für die Totalreflexion an der Grenzschicht zwischen dem Kern und dem Mantel gegeben sind. Dazu muss nach dem Brechungsgesetz der Ausfallswinkel α_2 größer als 90° sein, denn dann tritt der Lichtstrahl nicht in das Medium mit dem Brechungsindex n_2 ein, und der Lichtstrahl wird in das Medium mit n_1 zurückreflektiert. In Abbildung 3.1 sind die drei gängigsten Wellenleiterprofile dargestellt, die als Glasfasern in der optischen Telekommunikation Verwendung finden [40]. Neben der einfachsten Art der Stufenwellenleiter, deren Brechungsindexprofil durch eine Stufenfunktion zwischen dem Kern mit einem höheren Brechungsindex und dem umgebenden Mantel beschrieben wird, gibt es noch Gradientenindexwellenleiter, deren Brechungsindexprofil einen kontinuierlichen Verlauf vom Kern nach außen vom höheren zum niedrigeren Brechungsindex beschreibt. Dabei liegt der mittlere Brechungsindex von Quarzglasfasern bei ca. 1,52 und der Brechungsindexunterschied zwischen dem Kern und dem Mantel liegt je nach Fasertyp zwischen ca. 0,004 und 0,03 [41].

Die in Abbildung 3.1 a) und b) dargestellten unterschiedlichen Wege im Wellenleiter deuten unterschiedliche Ausbreitungsmöglichkeiten des eingekoppelten Lichtes an. Daher spricht man in diesem Fall von Multimodenwellenleitern, da verschiedene Wellenleitermoden mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Wellenleiter propagieren können. Die Möglichkeit der Ausbreitung mehrerer Moden und die daraus folgende Modendispersion und deren Auswirkung auf die Signalübertragung sowie die Relevanz für räumliche Solitonen als Wellenleiter wird in Kapitel 5.1.1 beschrieben. Bei Einmodenwellenleitern hat der Kern einen so geringen Radius, dass nur eine ausbreitungsfähige Mode existiert. Der Kern hat in diesem Fall für die in der Telekommunikation verwendete Infrarotstrahlung einen Durchmesser von ca. $9 \mu\text{m}$, während der Radius bei Multimodenwellenleitern größer als $50 \mu\text{m}$ ist [42].

Die wichtigsten Eigenschaften eines optischen Wellenleiters hängen von dem verwendeten

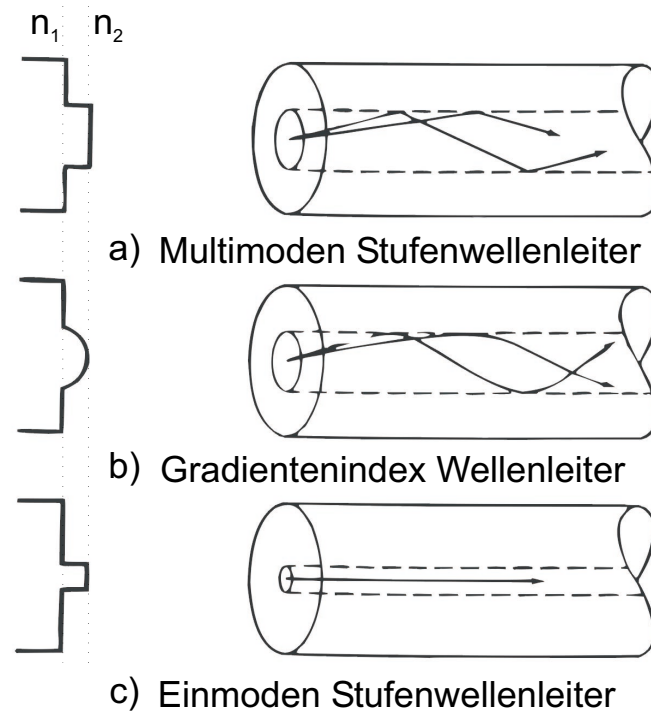


Abbildung 3.1: Verschiedene Wellenleitertypen und die dazugehörigen Brechungsindexprofile (vgl. [40])

Material ab, daher wird im nächsten Kapitel eine Charakterisierung des photorefraktiven Materials für den verwendeten Spektralbereich vorgestellt. Daran anschließend wird die numerische Berechnung der Propagation der infraroten Strahlung in photorefraktiven Kristallen mit räumlichen Solitonen als Wellenleiter beschrieben. In dem darauf folgenden Kapitel wird dann die Bestimmung der Wellenleitungseffizienz aufgrund der Brechungsindexmodulation eines räumlichen Solitons dargestellt.

3.2 Charakterisierung des SBN-Kristalls im infraroten Spektralbereich

Strontium-Barium-Niobat (SBN) zeichnet sich durch einen dominanten elektro-optischen Koeffizienten entlang der kristallographischen c-Achse aus. Der Einfluss des photorefraktiven Effektes wird daher maximal, wenn Licht linear in Richtung der c-Achse polarisiert ist und senkrecht zur c-Achse propagiert. Daher ist in allen in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen das verwendete Licht entlang der c-Achse polarisiert, und es fällt immer senkrecht zur c-Achse auf den Kristall. Die Eigenschaften dieses Materials sind schon Gegenstand verschiedener Untersuchungen gewesen [33,35,43,44] und es hat sich gezeigt, dass

SBN ein zur Erzeugung von räumlichen Solitonen geeignetes Material ist [45]. Eine Aufstellung der für diese Arbeit wichtigen Materialeigenschaften findet sich im Anhang. Allerdings beziehen sich die meisten Untersuchungen auf den Wellenlängenbereich, bei dem das Material photosensitiv ist. Besonders für den grünen Wellenlängenbereich bei der Wellenlänge 514 nm und bei der auch hier verwendeten Wellenlänge von 532 nm gibt es zahlreiche Untersuchungen [33, 43, 44].

Da in dieser Arbeit die Verwendung von räumlichen Solitonen in der Telekommunikation untersucht wird, ist es notwendig, die Eigenschaften des photorefraktiven Materials in dem dort verwendeten Wellenlängenbereich zu kennen. Die hier dargestellten Untersuchungen wurden im Wellenlängenbereich von 1520 nm - 1630 nm durchgeführt, dies entspricht dem C- und L-Band nach den Standards der „International Telecommunication Union“ (ITU) der optischen Nachrichtentechnik. Im nächsten Abschnitt werden die Untersuchungen zur Auswirkung des infraroten Lichts auf den SBN-Kristall und die Auswirkungen eines an den Kristall angelegten elektrischen Feldes auf die infrarote Strahlung dargestellt. Da die wichtigste Eigenschaft des Materials eines Wellenleiters die Transmission ist, die im Wesentlichen die Dämpfung eines Signals bestimmt, wird diese im darauf folgenden Abschnitt bestimmt. Des Weiteren sind der Brechungsindex des Materials und dessen Variation, wie oben beschrieben, die entscheidenden Größen für die Wellenleitungseigenschaften. Abschnitt 3.2.3 behandelt diese Untersuchungen.

3.2.1 Auswirkung des Infrarotlichts auf den SBN-Kristall

Das infrarote Licht, das Träger der Information ist, soll in dem zuvor mit einem anderen Lichtstrahl der Wellenlänge 532 nm in den Kristall eingeschriebenen photorefraktiven Soliton als Wellenleiter geführt werden. Dazu darf das infrarote Licht nicht die Eigenschaften des Kristalls beeinflussen, da sonst der eingeschriebene Wellenleiter gestört oder sogar zerstört werden könnte. Da nichtlineare Effekte, wie Selbstfokussierung, Frequenzverdopplung, usw., Auswirkungen auf die propagierenden Intensitätsverteilungen haben, kann der Zusammenhang zwischen eingehender und ausgehender Intensität pro Fläche einen Hinweis auf nichtlineares Verhalten liefern. Daher wurde die Abhängigkeit zwischen der Eingangs- und Ausgangsintensität über dem verwendeten infraroten Wellenlängenbereich und dem zur Verfügung stehenden Intensitätsbereich bestimmt. Zu diesem Zweck ist die Intensität mit einem Photodetektor nach dem Kristall in Abhängigkeit von der einfallenden Intensität gemessen worden. In Abbildung 3.2 sind die Ergebnisse dieser Untersuchungen exemplarisch für 4 verschiedene Wellenlängen dargestellt, dabei folgt der Unterschied in den Steigungen und den Achsenabschnitten aus der wellenlängenabhängigen Sensitivität des verwendeten Photodetektors. Da über dem gesamten verwendeten Wellenlängenbereich eine lineare Beziehung zwischen der Eingangs- und Ausgangsintensität beobachtet wurde, ist eine Anregung nichtlinearer Effekte durch das Infrarotlicht nicht anzunehmen. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass die maximale Ausgangsleistung des Infrarotlasers

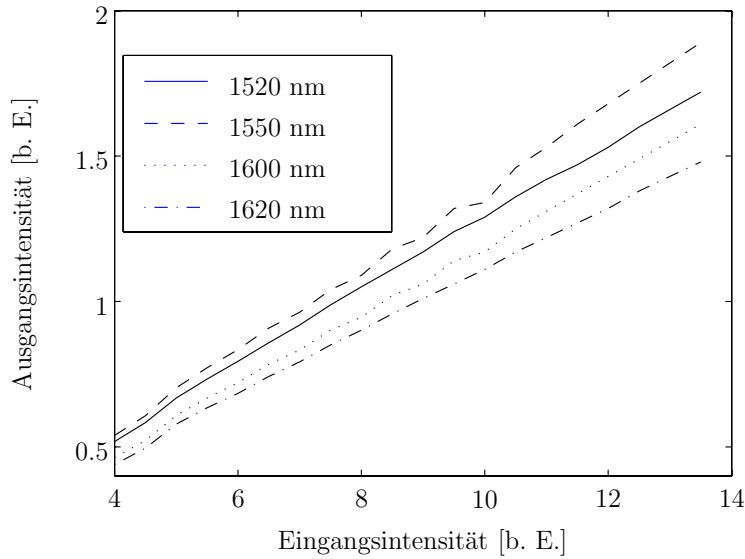


Abbildung 3.2: Zusammenhang zwischen der Eingangs- und Ausgangsintensität bei vier verschiedenen Wellenlängen des verwendeten Wellenlängenbereichs von 1520 nm bis 1630 nm.

ungefähr 14 mW beträgt. Auf den Kristall fallen in der Regel weniger als ca. 10 mW Leistung, da sich vor dem Kristall noch einige optische Elemente befinden, die eine Abschwächung des Infrarotstrahls bewirken.

Da zur Erzeugung von photorefraktiven Solitonen ein hohes elektrisches Feld (typischerweise zwischen 0,5 kV/cm und 10 kV/cm) an den Kristall angelegt wird und die Kristalleigenschaften davon beeinflusst werden können, sind mögliche Auswirkungen des elektrischen Feldes auf die Propagation der infraroten Strahlung zu untersuchen. Abbildung 3.3 zeigt die Rückseite des Kristalls im infraroten Spektralbereich. Die Amplitudenverteilung des Infrarotstrahls ist in a) ohne angelegtes elektrisches Feld und in b) mit einem elektrischen Feld von 6 kV/cm zu sehen. Der orts aufgelöste Unterschied zwischen beiden Verteilungen liegt innerhalb des Rauschens der verwendeten CCD-Kamera, daher ist ein Effekt des elektrischen Feldes auf den Infrarotstrahl auszuschließen.

Mit den in diesem Kapitel beschriebenen Untersuchungen ist eindeutig nachgewiesen, dass die im Kapitel 3.4 dargestellten Ergebnisse zur Wellenleitung nur auf die Anwesenheit eines durch ein photorefraktives Soliton gebildeten Wellenleiters zurückzuführen sind.

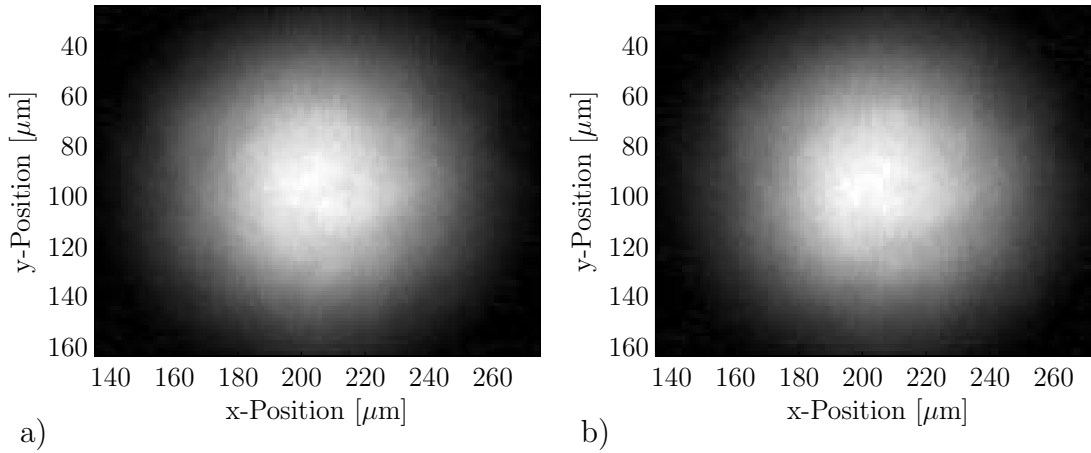


Abbildung 3.3: Rückseite des SBN-Kristalls im infraroten Spektralbereich. In a) propagiert der Infrarotstrahl ohne ein angelegtes elektrisches Feld. In b) beträgt die Feldstärke des angelegten elektrischen Feldes 6 kV/cm

3.2.2 Transmissionseigenschaft des SBN-Kristalls

Der verwendete Cerium-dotierte SBN-Kristall hat die Abmessungen $14,8 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$. Um eine möglichst hohe Transmission für die infrarote Strahlung zu gewährleisten sind die beiden $6 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ -Flächen mit einer Antireflexschicht für diesen Wellenlängenbereich versehen. Daher wird in den meisten nachfolgend beschriebenen Fällen als Propagationsrichtung die längste Seite des Kristalls verwendet. Die Intensität des Infrarotstrahls vor und nach dem Kristall wurde über den Wellenlängenbereich von 1520 nm bis 1630 nm vermessen. Die Berechnung des Verhältnisses der Intensität vor und nach der Propagation ergibt, dass die Transmission entlang der längsten Seite (14,8 mm) zwischen 97,8 % und 99,4 % variiert (siehe Abbildung 3.4 durchgezogene Linie). Zum Vergleich ist in Abbildung 3.4 eine Messung der Transmission durch eine $14,8 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ -Fläche gezeigt (unterbrochene Linie). Dabei ist der Kristall so orientiert, dass der Strahl ebenfalls senkrecht zur c-Achse auf den Kristall fällt. Das infrarote Licht propagiert so 6 mm durch den Kristall, und die Transmission variiert in diesem Fall zwischen ca. 62 % und 85 %. Diese Messungen zeigen, dass die Antireflexschichten die Transmission deutlich erhöhen. Die höheren Schwankungen bei der Transmission durch die kürzere Seite haben ihren Ursprung in Interferenzeffekten aufgrund von inneren Reflexionen. Dieser Effekt wird bei der Brechungsindexbestimmung für den infraroten Spektralbereich, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, ausgenutzt.

Die hohe Transmission bei der Propagation entlang der längsten Seite zeigt deutlich die geringe Absorption des Kristalls. Daher ist dessen Verwendung in der optischen Nachrichtentechnik im infraroten Spektralbereich geeignet.

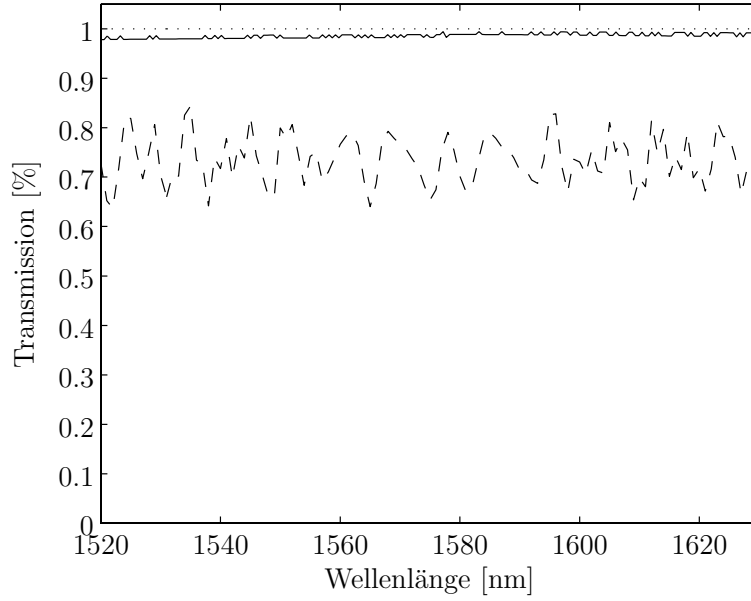


Abbildung 3.4: Ergebnisse der Transmissionsmessungen am SBN-Kristall entlang der 14,8 mm langen Seite mit den Antireflexschichten an Eintritts- und Austrittsfläche (durchgezogene Linie) und entlang der 6 mm langen Seite ohne Antireflexbeschichtung am Ein- und Austritt (unterbrochene Linie).

3.2.3 Brechungsindexbestimmung

Der Brechungsindex von SBN ist bei einer Wellenlänge von 532 nm, die zur Erzeugung photorefraktiver Solitonen verwendet wird, gut bekannt [44], aber für das in den Solitonen zu führende Infrarotlicht sind noch keine Werte des Brechungsindex bekannt und wurden hier erstmals bestimmt. Zur Brechungsindexbestimmung im infraroten Spektralbereich wird der Kristall selbst als Fabry-Perot-Resonator verwendet. Der infrarote Strahl fällt dazu senkrecht auf eine der $14,8 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ -Seiten und senkrecht zur c-Achse des Kristalls ein und propagiert durch den Kristall ohne auf eine Antireflexschicht zu treffen. Aufgrund von internen Reflexen kann mit Hilfe eines Photodetektors hinter dem Kristall ein Interferenzsignal gemessen werden. In Abbildung 3.5 auf der linken Seite ist exemplarisch ein Teil des gemessenen Interferenzsignals bei Änderung der Wellenlänge des Infrarotstrahls dargestellt. Die mittlere Intensität des Signals ändert sich aufgrund der wellenlängenabhängigen Sensitivität der Photodiode und der unterschiedlichen Transmission des Kristalls. Ein mathematischer Algorithmus rechnet diese Schwankungen heraus und durch Abzug des Mittelwertes der Schwingung wird das Signal in eine Sinusschwingung um die x-Achse transformiert. Danach werden die Nullstellen bestimmt, diese sind auf der rechten Seite der Abbildung 3.5 mit Kreisen markiert. Die Phasen $\varphi_{1,2}$ des Interferenzsi-

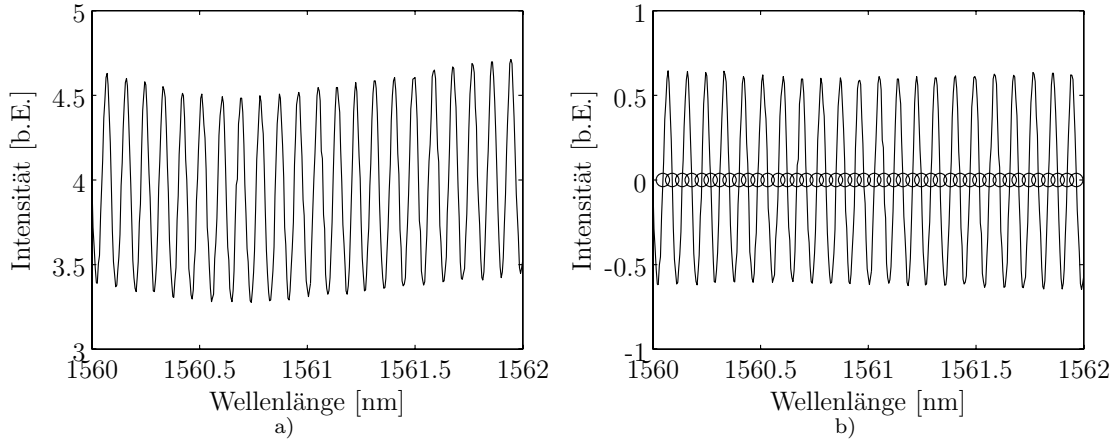


Abbildung 3.5: Es entstehen Interferenzsignale aufgrund von innerer Reflexion im SBN-Kristall. In a) ist ein Ausschnitt dieses Signals in Abhängigkeit von der Wellenlänge abgebildet. b) zeigt das verarbeitete Signal, dabei sind die Schwankungen herausgerechnet und die Nullstellen der Phase sind markiert.

gnals bei zwei verschiedenen Wellenlängen $\lambda_{1,2}$ werden durch Gleichung 3.2 bestimmt.

$$\varphi_{1,2} = \frac{2\pi}{\lambda_{1,2}} \cdot 2xn_0 \quad (3.2)$$

Hier ist n_0 der Brechungsindex und x die Dicke des Kristalls. Die Differenz zwischen zwei aufeinander folgenden Nullstellen der Phase ist π , wie in Gleichung 3.3 dargestellt.

$$\varphi(\lambda_n) - \varphi(\lambda_{n+1}) = \pi = 2\pi \cdot 2xn_0 \left(\frac{1}{\lambda_n} - \frac{1}{\lambda_{n+1}} \right) \quad (3.3)$$

Diese Gleichung kann nach n_0 aufgelöst werden und es ergibt sich:

$$n_0 = \frac{1}{4x} \cdot \frac{\lambda_n \lambda_{n+1}}{\lambda_{n+1} - \lambda_n} \quad (3.4)$$

Beim Durchstimmen der Wellenlänge des Lasers von 1520 nm bis 1630 nm ergaben sich über 2000 Nullstellen, die eine nahezu ebenso häufige Bestimmung des Brechungsindex ermöglichen. Durch Mittelwertbildung ergab sich ein mittlerer Brechungsindex für diesen Wellenlängenbereich von $n_0 = 2.29 \pm 0.02$, dabei ist der Fehler aufgrund der Dickenungenauigkeit des Kristalls vernachlässigbar. Dieser Brechungsindex liegt deutlich unter dem Brechungsindex des Kristalls von $n_0(532 \text{ nm}) = 2.36$ für die Wellenlänge des Nd:YAG-Lasers.

Die Brechungsindexmodulation eines räumlichen Solitons hängt von dem angelegten elektrischen Feld ab. Zur Messung der maximalen Brechungsindexänderung aufgrund des angelegten elektrischen Feldes wird derselbe Versuchsaufbau verwendet, dabei ist dieses Mal

die Wellenlänge konstant zu halten, und das elektrische Feld wird über den zur Verfügung stehenden Bereich von 0 kV/cm bis 6 kV/cm geändert. Die Phase des Interferenzsignals ändert sich dabei um ungefähr 3π . Dies entspricht einer Brechungsindexänderung von $\Delta n = 1.9 \cdot 10^{-4} \pm 0.3 \cdot 10^{-4}$ und daraus ergibt sich ein elektro-optischer Koeffizient nach Gleichung 2.14 von $r_{33} = 53$ pm/V für die infrarote Laserstrahlung.

3.3 Numerische Beschreibung der Propagation des infraroten Lichtes

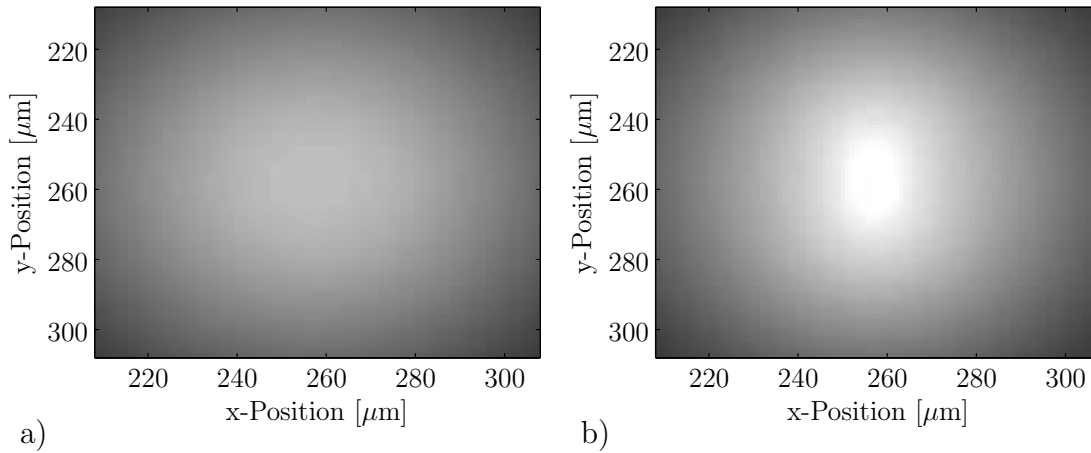


Abbildung 3.6: Ergebnis der numerischen Berechnung der Propagation infraroter Strahlung durch 6 mm eines photorefraktiven Kristalls ohne eingeschriebenes Soliton a) und mit Soliton b).

Die numerische Beschreibung der Propagation des infraroten Lichtes folgt demselben Verfahren, wie in Kapitel 2.3 beschrieben. Dabei muss beachtet werden, dass die infrarote Strahlung selbst nicht zu einer Brechungsindexmodulation beiträgt, daher wird die infrarote Lichtverteilung bei der Lösung der Potentialgleichung nicht berücksichtigt (siehe Kapitel 2.3.1). Zur Berechnung der Propagation der infraroten Strahlung muss, wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben, die Wellengleichung mit den Parametern der infraroten Strahlung gelöst werden. Das heißt, bei der numerischen Beschreibung eines Solitons und in Anwesenheit eines infraroten Strahls wird in jedem Schritt mit der Intensitätsverteilung des grünen Solitonenschreibstrahls die Potentialgleichung gelöst, und mit dem berechneten Potential werden zwei Wellengleichungen einmal für den grünen Strahl und einmal für den infraroten Strahl gelöst. Das eingesetzte Potential ist somit in beiden Gleichungen dasselbe. Der Unterschied besteht in den Parametern n_0 , k_0 und r_{33} , desweiteren können natürlich auch unterschiedliche Anfangsamplitudenverteilungen verwendet werden. Die in Abbildung 3.6 dargestellten Intensitätsverteilungen der infraroten Strahlung nach der Propagation durch 6 mm eines photorefraktiven Kristalls, einmal mit eingeschriebenem Soliton und einmal

3 Photorefraktive Solitonen als Wellenleiter

ohne, sind mit dem Parametersatz aus Tabelle 3.1 für die infrarote Strahlung berechnet worden. Als Parameter der grünen Laserstrahlung sind die in Tabelle 2.1 dargestellten

Intensität \tilde{I}	1
Breite der Gaußverteilung bei 1/e	20 μm
Wellenlänge	1575 nm
äußeres elektrisches Feld E_{ext}	2500 V/cm
elektro-optischer Koeffizient	$53 \cdot 10^{-10}$ cm/V
ungestörter Brechungsindex	2,29
Gesamtlänge der Propagation	6 mm
Länge eines Teilstücks der Berechnung	10 μm

Tabelle 3.1: Aufstellung der für eine Simulation verwendeten Parameter für die infrarote Strahlung

Werte verwendet worden. Der Wellenleitungseffekt des eingeschriebenen räumlichen Solitons für die infrarote Strahlung ist aus der Abbildung 3.6 deutlich erkennbar. Allerdings befindet sich auch ein großer Teil der Intensität außerhalb des Wellenleiters, im Gegensatz zu der Intensitätsverteilung der grünen Laserstrahlung aus Abbildung 2.7. Zum einen liegt dies an der höheren Wellenlänge des Infrarotstrahls, die eine breitere Intensitätsverteilung der geführte Mode ergibt (siehe Kapitel 5.1.1). Zum anderen ist der elektro-optische Koeffizient im infraroten Wellenlängenbereich ca. 6 mal niedriger als im grünen Bereich und damit auch die Brechungsindexmodulation. Dies führt zu einer größeren Einschränkung für das geführte Licht aufgrund der Totalreflexionsbedingung, die aus dem Brechungsgesetz 3.1 folgt. Ein Maß dafür ist die numerische Apertur (NA) eines Wellenleiters, die bei einem Stufenwellenleiter als $NA = (n_K^2 - n_M^2)^{1/2}$ mit dem Brechungsindex des Kerns n_K und des umgebenden Mantels n_M definiert ist. Dabei ist über $NA = \sin(\alpha_{max})$ die numerische Apertur mit dem maximalen Einkoppelwinkel (α_{max}) zur Normalen der Eintrittsfläche des Wellenleiters verknüpft, und Strahlen, die unter einem größeren Winkel auf die Eintrittsfläche treffen, werden nicht mehr an der Grenzfläche zwischen Mantel und Kern totalreflektiert und werden daher nicht mehr vom Wellenleiter geführt. Das heißt, die numerische Apertur des photorefraktiven Solitons als Wellenleiter ist für die infrarote Strahlung geringer als für die Wellenlänge von 532 nm.

Im nächsten Abschnitt wird aber gezeigt, dass eine bessere Anpassung der Infrarotstrahlung an den Wellenleiter zu einer deutlichen Erhöhung der Wellenleitungseffizienz führt.

3.4 Wellenleitungseffizienz räumlicher Solitonen

Die Aufgabe eines Wellenleiters ist die Leitung einer einfallenden Welle. Dabei ist es wünschenswert, einen möglichst großen Teil der einfallenden Energie zu übertragen. Die

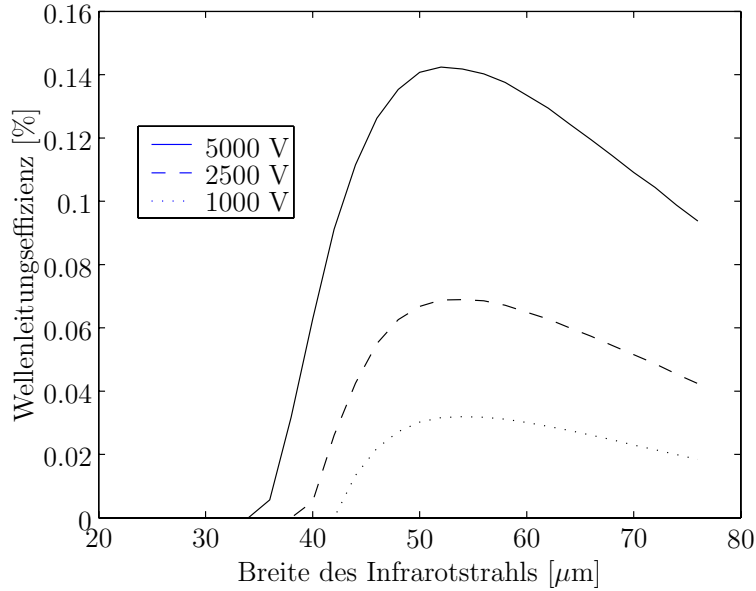


Abbildung 3.7: Abhängigkeit der Wellenleitungseffizienz von dem Durchmesser der Anfangsamplitudenverteilung der infraroten Strahlung mit einer Wellenlänge von 1575 nm bei unterschiedlichen Spannungen.

Führung des infraroten Lichtes im solitären Wellenleiter hängt im Wesentlichen von der Brechungsindexverteilung ab, da die Verluste aufgrund der Absorption des Materials nach Abschnitt 3.2.2 äußerst gering sind. Bei der Einkopplung in den Wellenleiter ist zu beachten, dass die Verteilung des elektrischen Feldes der einfallenden Welle möglichst gut an eine ausbreitungsfähige Mode und damit an die numerische Apertur des Wellenleiters angepasst ist. Da aus experimentellen Gründen der Infrarotstrahl ein gaußsches Strahlprofil besitzt und der Wellenleiter sowie dessen Grundmode aufgrund der Brechungsindexverteilung aber elliptisch ist (siehe Kapitel 5.1.1), wird ein Teil der infraroten Strahlung nicht in den Wellenleiter eingekoppelt. Des Weiteren entstehen Verluste, wenn die Divergenz der einfallenden Welle zu groß ist. Daher ist eine Anpassung der Divergenz an den Wellenleiter für eine möglichst hohe Wellenleitungseffizienz notwendig.

Deshalb wurde mit numerischen Simulationen die Abhängigkeit zwischen der Größe der eingestrahlteten Lichtverteilung, die mit der Wellenlänge auch für die Divergenz verantwortlich ist, und der in den Wellenleiter eingekoppelten Intensität untersucht. Zu diesem Zweck wurde die Größe der Eingangsintensitätsverteilung des Infrarotstrahls variiert (bei gleichbleibender Verteilung der Anfangsintensität des grünen Solitonenschreibstrahls). Zur Bestimmung der Wellenleitungseffizienz wurde der Intensitätswert bestimmt, bei dem die Anfangsverteilung auf den 1/e-ten Teil abgefallen ist. Dann wurde bei der Anfangsverteilung und der Ausgangsverteilung (mit eingeschriebenen Soliton) über jeweils alle Werte, die über dieser Schwelle lagen, summiert (I_{Anfang} und $I_{\text{AusgangmitSoliton}}$). Des Weiteren wur-

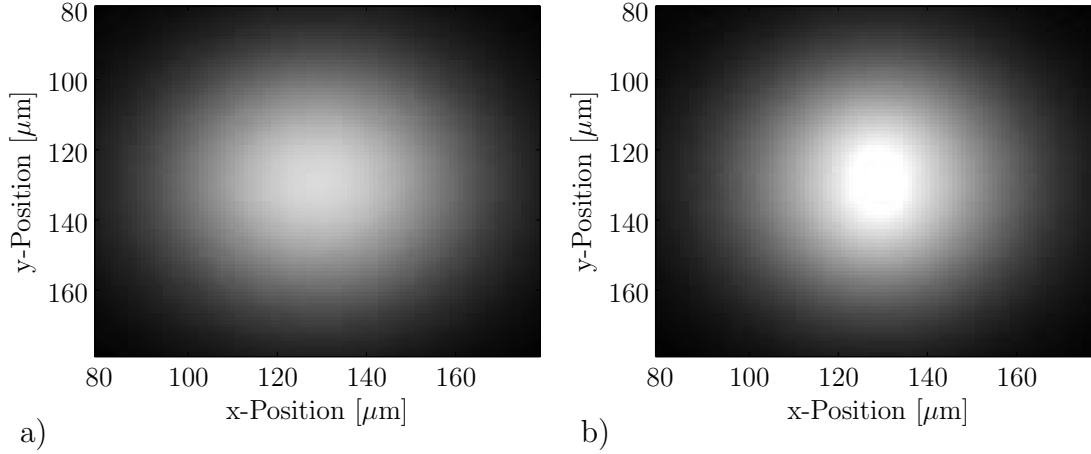


Abbildung 3.8: Ergebnis der numerischen Berechnung der Propagation infraroter Strahlung durch 6 mm eines photorefraktiven Kristalls ohne ein eingeschriebenes Soliton a) und mit Soliton b). Die Anfangsintensitätsverteilung der infraroten Strahlung hat einen 2,6 mal so großen Durchmesser wie den der grünen Intensitätsverteilung.

den noch die Intensitätswerte der Ausgangsverteilung ohne Soliton über denselben Bereich summiert wie mit Soliton ($I_{\text{Ausgang ohne Soliton}}$). Danach wurde als Maß für die Wellenleitungseffizienz der Quotient Eff:

$$\text{Eff} = \frac{I_{\text{Ausgang mit Soliton}} - I_{\text{Ausgang ohne Soliton}}}{I_{\text{Anfang}}} \quad (3.5)$$

angenommen. Dieser Wert ist in Abbildung 3.7 über die Anfangsgröße der Infrarotverteilung bei verschiedenen Spannungen dargestellt. Dabei wurde festgestellt, dass die höchste Wellenleitungseffizienz erreicht wird, wenn der Infrarotstrahl auf der Eintrittsfläche einen ca. 2,6 mal so großen Durchmesser hat wie der grüne Laserstrahl mit einem Durchmesser von 20 μm . Des Weiteren zeigt die dargestellte Untersuchung eine Erhöhung der Wellenleitungseffizienz mit höherer angelegter Spannung. Dies ist auch verständlich, da eine höhere Spannung eine höhere Brechungsindexmodulation bewirkt. Allerdings kann dadurch die Wellenleitungseffizienz nicht beliebig gesteigert werden, da es bei noch höheren Spannungen zur Filamentierung [46] kommt und das Soliton „zerfällt“. Die höchste dargestellte Spannung von 5 kV ist nahe an der Grenze zur Filamentierung und auch hier beginnen schon stärkere Oszillationen des Strahlprofils der grünen Laserstrahlung.

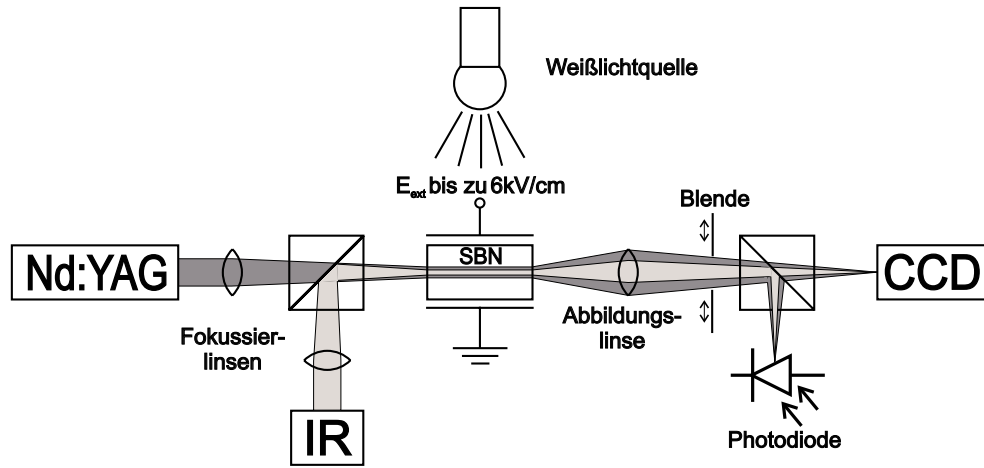


Abbildung 3.9: Aufbau zur Messung der Wellenleitungseffizienz räumlicher Solitonen

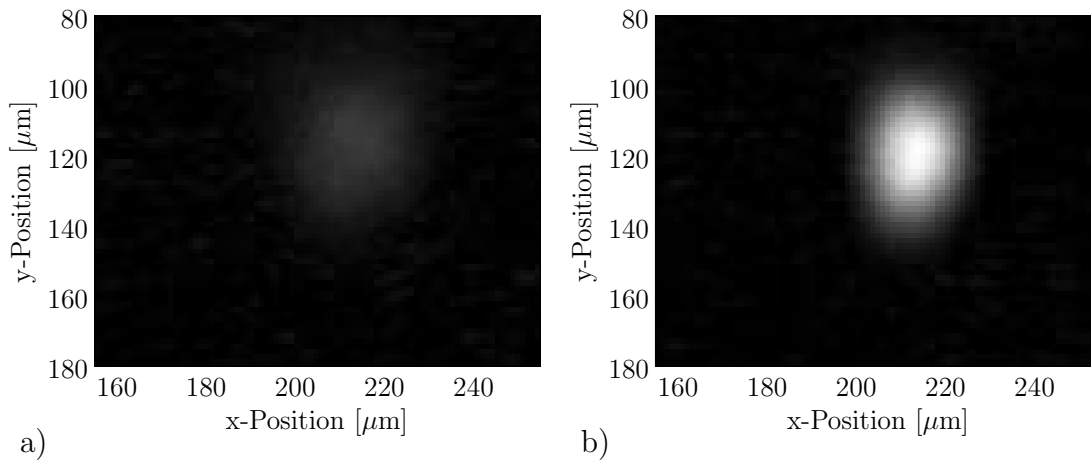


Abbildung 3.10: Rückseite des SBN-Kristalls im infraroten Spektralbereich. a) zeigt die Intensitätsverteilung der infraroten Strahlung ohne Soliton im Kristall. In b) ist die Führung der infraroten Strahlung durch das in Abbildung 2.5 dargestellte Soliton sichtbar.

In Abbildung 3.8 sind nochmals als Vergleich zur Abbildung 3.6 die berechneten Intensitätsverteilungen der infraroten Strahlung nach 6 mm Propagationsstrecke mit und ohne Soliton dargestellt, diesmal mit einer 2,6 mal so großen Anfangsverteilung bei sonst gleichen Parametern. Die höhere Wellenleitungseffizienz ist aus dem Vergleich jeweils zwischen den Verteilungen mit und ohne Soliton ersichtlich, allerdings sind die Intensitäten unterschiedlich normiert. Die maximale Intensität in Abbildung 3.8 ist ca. 60 mal so hoch wie in Abbildung 3.6.

Experimentell wird die Wellenleitungseffizienz mit dem in Abbildung 3.9 dargestellten Messaufbau bestimmt. In das mit einem Nd:YAG-Laser in den Kristall eingeschriebene Soliton wird über einen Strahlteiler das infrarote Licht eines zweiten Lasers eingekoppelt. Als Maß für die Effizienz der Wellenleitung wird hier das Verhältnis aus Intensität nach und vor dem räumlichen Soliton im photorefraktiven Kristall verwendet. Die Intensität des infraroten Strahls wird einmal direkt vor dem Kristall mit Hilfe einer für diesen Wellenlängenbereich sensitiven Photodiode gemessen. Zur Messung der durch den Wellenleiter übertragenen Intensität wird die Rückfläche des Kristalls auf eine CCD-Kamera, die ebenfalls im infraroten Spektralbereich sensitiv ist, abgebildet. In Abbildung 3.10 ist die infrarote Intensitätsverteilung einmal ohne und einmal mit Führung in einem Soliton als Wellenleiter dargestellt. Die Form des Wellenleiters wird besonders gut sichtbar, wenn der Infrarotstrahl eine hohe Intensität besitzt. In Abbildung 3.11 können so auch die Bereiche der negativen Brechungsindexmodulation des Solitons anhand der dunklen Bereiche erkannt werden. Der elliptische Wellenleiter ist deutlich zu erkennen, und daher kann mit Hilfe des Bildes der CCD-Kamera eine Blende so eingestellt werden, dass nur das im Wellenleiter geführte Licht auf die Kamera und auf die Photodiode fällt.

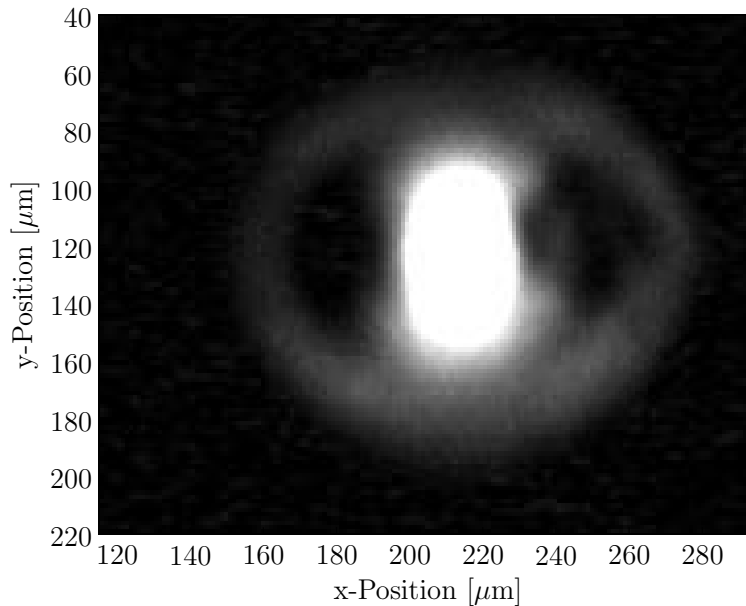


Abbildung 3.11: Rückseite des SBN-Kristalls bei hoher Intensität der geführten Infrarotstrahlung

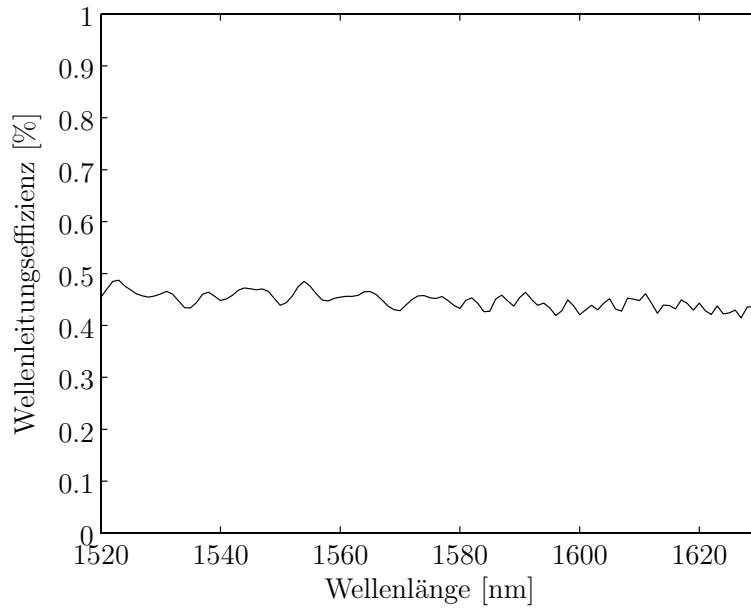


Abbildung 3.12: Gemessene Wellenleitungseffizienz optischer räumlicher Solitonen in Abhängigkeit der geführten Wellenlänge

Um die elliptische Form des Wellenleiters weitestgehend zu berücksichtigen, kam eine Kombination aus einer kreisförmigen Irisblende und einer Spaltblende zum Einsatz. Zur experimentellen Bestimmung der Wellenleitungseffizienz sind noch die Verluste durch die Abbildungslinse und den Strahlteiler zu beachten.

Die gemessene Wellenleitungseffizienz über den betrachteten Wellenlängenbereich ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Die Effizienz nimmt zu größeren Wellenlängen hin leicht ab und liegt zwischen 42% – 48% über dem gesamten Bereich.

4 Informationstransfer durch photorefraktive Solitonen

In den vorangegangenen Kapiteln sind der Mechanismus, der zur Bildung photorefraktiver Solitonen führt und die Eigenschaften der Solitonen als Wellenleiter betrachtet worden. In diesem Kapitel wird dargestellt inwieweit sich Solitonen als Wellenleiter zur Informationsübertragung in optischen Telekommunikationsnetzwerken einsetzen lassen. Als steuerbare Kopplungselemente in Glasfasernetzwerken müssen räumliche Solitonen die hohen Übertragungsraten, die in naher Zukunft bis zu 40 Gbit/s [47] betragen werden, ohne Einschränkungen gewährleisten können.

Im nächsten Abschnitt werden einige Grundlagen der Informationstheorie dargestellt, insbesondere wird hier der Begriff der Kanalkapazität eingeführt werden. Im darauffolgendem Abschnitt werden die vorhandenen Möglichkeiten zur Kodierung der zu übertragenden Information und die Übertragungseigenschaften des zur Verfügung stehenden Systems dargestellt, während im letzten Teil dieses Kapitels die mögliche Informationskapazität des Systems analysiert wird.

4.1 Grundlagen der Informationstheorie

Als Begründer der modernen Informationstheorie gilt Claude E. Shannon, der 1949 mit Warren Weaver sein grundlegendes Werk veröffentlichte [48]. Dieses beschäftigt sich mit der Codierung und Decodierung von Nachrichten zur Übertragung über einen Kanal und den Übertragungseigenschaften verschiedener Kanäle. Hier sollen die für diese Arbeit wichtigen Definitionen der Informationstheorie kurz dargestellt werden. Die Basis der theoretischen Untersuchung von Shannon bildet ein Kommunikationssystem, welches aus den in Abbildung 4.1 dargestellten Komponenten besteht. In dieser Arbeit sind photorefraktive Solitonen und ihre Eignung als Übertragungskanal in Kommunikationssystemen von besonderem Interesse. Dabei ist der Kanal nach Shannon "... nur das Mittel, das man benützt, um das Signal vom Sender zum Empfänger zu übertragen."

Als Einheit der Information wird im allgemeinen das bit (von "binary digit") verwendet. Dabei ist die Informationsmenge, in bit gemessen, der duale Logarithmus der Anzahl

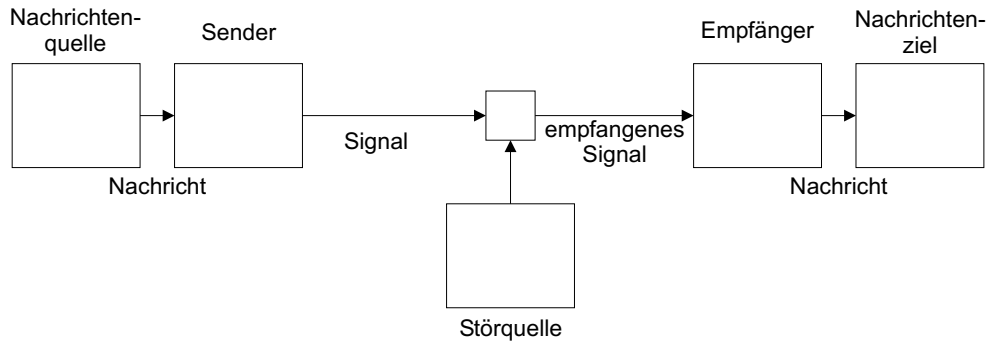


Abbildung 4.1: Schema eines allgemeinen Kommunikationssystems

der möglichen Zustände eines Systems.

$$X = \log_2(\text{Anzahl der möglichen Zustände}), [X] = \text{bit} \quad (4.1)$$

Ein Schalter mit 2 Positionen kann genau ein bit an Information speichern. Der Informationsfluß wird in bit/s gemessen.

Die wichtige Größe der maximalen Übertragungsrate eines Kommunikationssystems wird als Informationskapazität C bezeichnet, die von zwei Eigenschaften bestimmt wird. Zum einen durch das erreichbare Signal-zu-Rauschverhältnis (S/N) und zum anderen durch die zur Verfügung stehende Frequenzbandbreite (W). Das Signal-zu-Rauschverhältnis bestimmt dabei, wie viel bit in einer Übertragungseinheit maximal enthalten sein können. Dies wird im Folgenden anhand eines Beispiels dargestellt. Ist der maximale Signalwert z.B. $S = 7 \text{ V}$ und ist dem Signal ein Rauschen mit einer Amplitude $N = 1 \text{ V}$ überlagert, ergeben sich maximal folgende unterscheidbare Signalstufen, wenn man Fehler bei der Übertragung ausschließen will:

- 1.: -0,5 - 0,5 (000)
- 2.: 0,5 - 1,5 (001)
- 3.: 1,5 - 2,5 (010)
- 4.: 2,5 - 3,5 (100)
- 5.: 3,5 - 4,5 (011)
- 6.: 4,5 - 5,5 (101)
- 7.: 5,5 - 6,5 (110)
- 8.: 6,5 - 7,5 (111)

Es gibt also in diesem Fall acht verschiedene Möglichkeiten unterscheidbarer Signalstufen und es kann gezeigt werden, dass im allgemeinen Fall die Anzahl der Möglichkeiten mit $1 + S/N$ berechnet werden kann. Daher folgt für die Anzahl der bit:

$$X = \log_2(1 + S/N) \quad (4.2)$$

In dem oben dargestellten Beispiel können also pro Übertragungseinheit 3 bit an Information übertragen werden. Steht für die Übertragung eine Frequenzbandbreite von ν_{min} bis zu ν_{max} zur Verfügung ist im Allgemeinen auch das Signal-zu-Rauschverhältnis frequenzabhängig und die Informationskapazität ergibt sich zu:

$$C = \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \log_2 \left(1 + \frac{S(\nu)}{N(\nu)} \right) d\nu, [C] = \text{bit/s} \quad (4.3)$$

Eine experimentelle Methode, um die Informationskapazität zu bestimmen, ist daher auf die Messung des frequenzabhängigen Signal-zu-Rauschverhältnisses über die zur Verfügung stehende Bandbreite angewiesen.

Nachdem im nächsten Abschnitt zunächst die grundlegenden Eigenschaften des verwendeten Kommunikationssystems dargestellt werden, wird in dem darauffolgenden Abschnitt die experimentelle Bestimmung der Informationskapazität beschrieben.

4.2 Übertragungseigenschaften des Systems

Wesentlicher Bestandteil des verwendeten Übertragungssystems ist ein Halbleiterlaser als Sender, dessen Ausgangswellenlänge variabel zwischen 1520 nm und 1630 nm einstellbar ist. Die zu übertragenden Nachrichten können mit Hilfe einer Amplitudenmodulation der Ausgangsleistung des Lasers als Signal kodiert werden, wobei die zwei Möglichkeiten der digitalen oder analogen Modulation zur Verfügung stehen. Eine Photodiode, welche die infrarote Strahlung des Lasers detektieren kann, dient als Empfänger der optischen Signale. Bei allen durchgeführten Experimenten besteht der Übertragungskanal aus Luft und verschiedenen optischen Komponenten (Linsen, Strahlteiler,...). Des Weiteren befindet sich der photorefraktive SBN-Kristall mit den zu untersuchenden Brechungsindexstrukturen im Übertragungskanal, wobei meist ein Vergleich der Messungen mit und ohne Kristall durchgeführt wird.

In den Abbildungen 4.2 und 4.3 sind detektierte Signale, die durch ein räumliches Soliton als Wellenleiter geführt wurden, dargestellt. In der Abbildung 4.2 sind zwei Möglichkeiten gezeigt digitale Signale zu kodieren. Auf der linken Seite ist die sogenannte Pulsmodulation (PCM) dargestellt. Hier werden einzelne Pulse verwendet, wobei ein Puls die 1 darstellt und kein Puls die 0. Auf der rechten Seite sind die digitalen Signale nach der Frequenzmodulation (FM) kodiert, wobei den Nullen und Einsen unterschiedliche Frequenzen zugeordnet werden. Die zugehörigen Bitfolgen sind über den Graphen dargestellt. Die Entwicklung von Kodierungsmethoden ist auch heute noch ein aktiver Bereich, der ständig neue Verfahren hervorbringt (z.B. [49–51]). Da eine Beschreibung der vielfältigen heutzutage angewendeten Kodierungsmethoden den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, sei auf die Fachliteratur verwiesen [52].

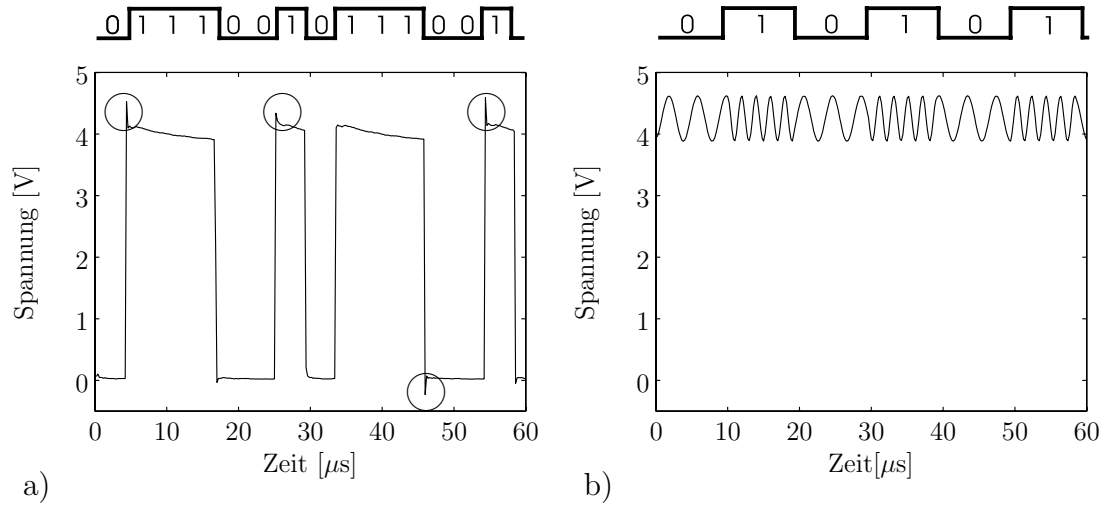


Abbildung 4.2: Beispiele übermittelter digitaler Signale. In a) ist die Möglichkeit der binären Pulsmodulation dargestellt und in b) die Möglichkeit der Frequenzmodulation. Die eingezeichneten Kreise in a) markieren das auftretende Über- und Unterschwingen bei der PCM.

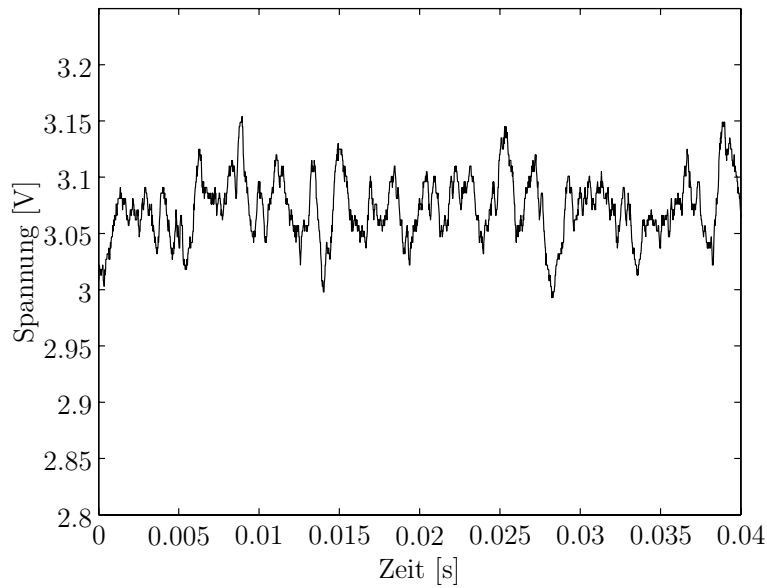


Abbildung 4.3: Übertragenes analoges Musiksignal nach Transmission durch ein photorefraktives Soliton als Wellenleiter.

Es besteht auch die Möglichkeit direkt analoge Signale über das zur Verfügung stehende Kommunikationssystem zu übertragen. Als Beispiel ist in Abbildung 4.3 die Übertragung

eines Audiosignals dargestellt (siehe auch Kapitel 6.4). Der Halbleiterlaser lässt allerdings bei den analogen Signalen und bei der Frequenzmodulation nur eine Modulation von 15 % seiner Ausgangsintensität zu, während bei der Pulsmodulation die Intensität zwischen 0 und dem Maximalwert springt.

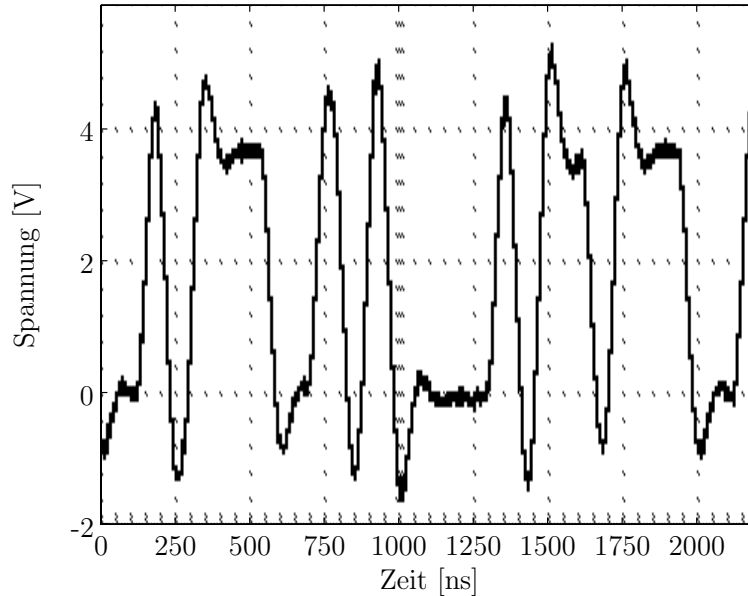


Abbildung 4.4: Ausschnitt aus einer Bitfolge, die mit einer Frequenz von ca. 15 Mbit/s durch ein photorefraktives Soliton als Wellenleiter übertragen wurde.

Bei der PCM gibt die Modulationsfrequenz direkt die Bitrate der Übertragung an, daher wurde dieses Modulationsverfahren verwendet, um die Übertragungsgrenze des Systems zu testen. Dazu wird der Laser mit steigender Frequenz mit einer zufälligen Bitfolge moduliert. In Abbildung 4.4 ist das mit der Photodiode empfangene Signal bei einer Übertragungsrate von ca. 15 Mbit/s dargestellt. Die einzelnen bit können noch gut aufgelöst werden, haben allerdings kein Rechteckprofil mehr wie in Abbildung 4.2 auf der linken Seite. Des Weiteren schwankt die Amplitude der einzelnen Pulse. Dieses Limit der Übertragungsrate ist durch den Halbleiterlaser bestimmt. Bei höherer Bitrate kann die Elektronik des Lasers nicht mehr zwischen längeren und kürzeren An- und Ausphasen unterscheiden und der Laser gibt gleichförmige Pulse mit unterschiedlich hoher Frequenz aus. Auch bei analoger Modulation kann der Laser noch bis ca. 15 MHz gut der Anregungsfrequenz folgen, und bei höherer Anregungsfrequenz bleibt die Ausgangsleistung konstant. Bei der PCM tritt ein Überschwingen bei den einzelnen Pulsen auf bevor die Ausgangsamplitude auf einen konstanten Level fällt (siehe Abbildungen 4.2 und 4.4). Dies führt zu einem geringeren Signal-zu-Rauschverhältnis als bei analoger Anregung des Lasers. Deshalb wird im folgenden Kapitel mit analoger Modulation die theoretische maximale Informationskapazität bestimmt.

4.3 Experimentelle Bestimmung der Informationskapazität

Wie bereits in dem ersten Abschnitt dieses Kapitels erwähnt, muss zur Messung der Informationskapazität eines Kommunikationssystems das frequenzabhängige Signal-zu-Rausch-verhältnis bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird der Infrarotlaser mittels zweier Frequenzgeneratoren amplitudenmoduliert. Dabei liefert der eine Generator ein weißes Rauschen mit einer Frequenzbandbreite von ca. 10 MHz und der andere ein sinusförmiges Signal, dessen maximale Frequenz auf 15 MHz eingestellt werden kann. Die Signale der Photodiode können dann mit Hilfe eines Spektrumanalysators untersucht werden.

Zunächst wird der Infrarotlaser nur mit dem Rauschen amplitudenmoduliert, so lässt sich die Übertragung der gesamten Rauschbandbreite simultan analysieren. Durch das Ändern der eingestellten Wellenlänge über den Wellenlängenbereich von 1520 nm bis 1630 nm am Laser lässt sich durch zwei Messungen, einmal vor dem Soliton als Wellenleiter und einmal nach diesem, eine eventuelle wellenlängenabhängige Änderung des Rauschspektrums aufgrund des Wellenleiters bestimmen. In der Abbildung 4.5 sind exemplarisch die Ergebnisse für zwei verschiedene Wellenlängen dieser Messung gezeigt. Es lässt sich keine signifikante Änderung des Rauschspektrums über den betrachteten Wellenlängenbereich feststellen. Daraus lässt sich ableiten, dass der gesamte untersuchte Wellenlängenbereich

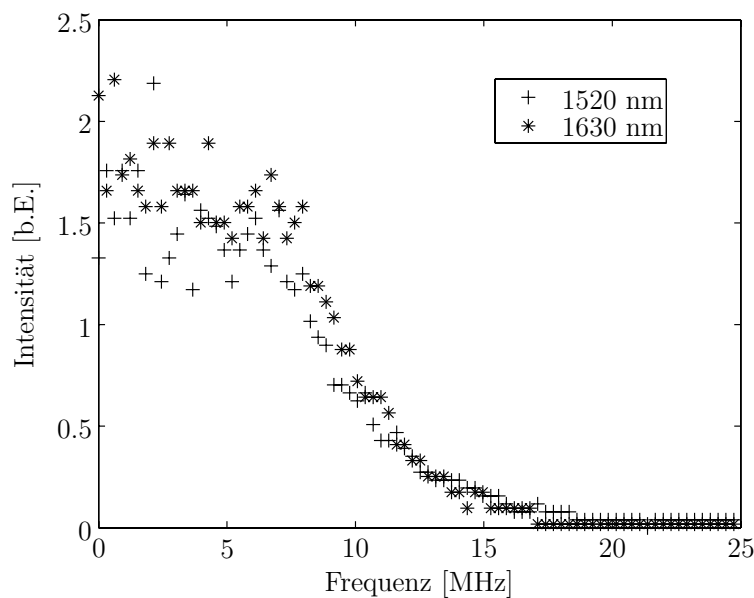


Abbildung 4.5: Übertragenes Rauschspektrum bei den Wellenlängen 1520 nm und 1630 nm

als Übertragungsbandbreite genutzt werden kann. Der untersuchte Wellenlängenbereich von 1520 nm bis 1630 nm entspricht dabei einer Bandbreite von ca. 13,3 THz.

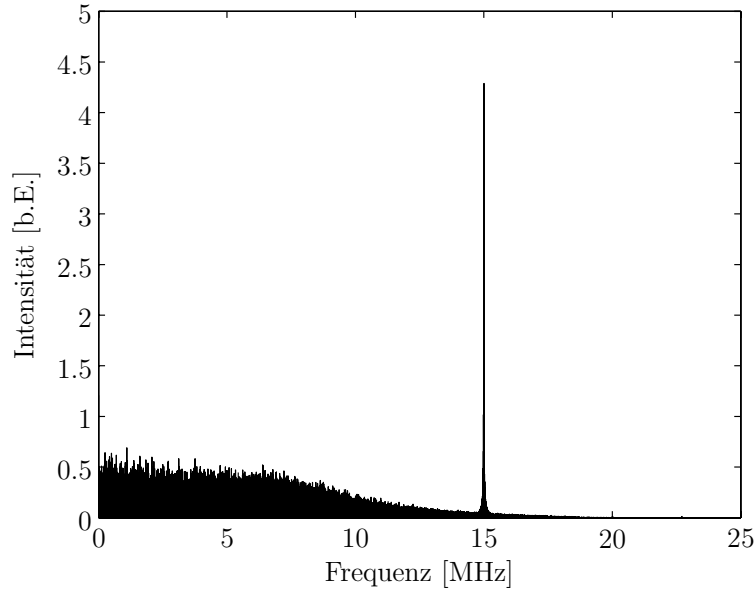


Abbildung 4.6: Übertragenes Signal- und Rauschspektrum exemplarisch bei einer Wellenlänge von 1520 nm

Zur Messung des Signal-zu-Rauschverhältnisses wird der zweite Frequenzgenerator angeschaltet. Da bei der Modulationsfrequenz von 15 MHz das Rauschspektrum des anderen Frequenzgenerators schon weitestgehend abgeklungen ist, ergibt sich ein hohes definiertes Signal-zu-Rauschverhältnis an dieser Stelle. Ein gemessenes Frequenzspektrum mit Signal- und Rauschanteil ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Ein Durchstimmen des Wellenlängenbereichs und die Messung der Signalstärke bzw. der Rauschstärke bei der Modulationsfrequenz von 15 MHz vor und nach dem Soliton als Wellenleiter ergab keinen messbaren Unterschied aufgrund des Wellenleiters. Das erreichte Signal-zu-Rauschverhältnis lag bei $S/N \approx 100$.

Durch die hier vorgestellten Ergebnisse kann die erreichte Informationskapazität nach Gleichung 4.3 berechnet werden. Die Bandbreite W des verwendeten Kommunikationssystems wird durch den zur Verfügung stehenden Wellenlängenbereich auf 13,3 THz beschränkt und das maximale Signal-zu-Rauschverhältnis S/N lag bei 100. Da keine Frequenzabhängigkeit festgestellt werden konnte, geht das Integral der Gleichung 4.3 in eine Multiplikation des dualen Logarithmus vom Signal-zu-Rauschverhältnis und der Bandbreite W über.

$$\begin{aligned} C &= W \cdot \log_2(1 + S/N) \approx 13,3 \text{ THz} \cdot 6,7 \text{ bit} \\ &= 89 \text{ Tbit/s} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Dieser Wert wird hauptsächlich durch den zur Verfügung stehenden Laser begrenzt. Da aber die heutigen Übertragungsraten weit unter diesem Niveau liegen und keine negative Beeinflussung aufgrund des Solitons als Wellenleiter festgestellt werden konnte, können

4 Informationstransfer durch photorefraktive Solitonen

photorefraktiven Solitonen ohne Einschränkungen in heutigen und zukünftigen optischen Übertragungsnetzwerken eingesetzt werden.

5 Dispersionseigenschaften

Die Übertragungsrate und die mögliche Länge der Übertragungsstrecke in optischen Telekommunikationsnetzen wird neben der Absorption durch die Dispersion der verwendeten Glasfasern begrenzt. Digitale Signale werden in Form von Pulsen übertragen, und die Dispersion bewirkt eine Verbreiterung dieser Pulse, die eine Begrenzung der möglichen Übertragungsrate zur Folge hat. Daher wird eine möglichst niedrige Dispersion in Wellenleitern angestrebt, um möglichst hohe Pulsraten über lange Strecken zu ermöglichen. Nachdem im letzten Kapitel gezeigt wurde, dass sich photorefraktive Solitonen als Wellenleiter zur Übertragung von Information einsetzen lassen und die Informationskapazität des betrachteten Kommunikationssystems nicht durch die Verwendung der Solitonen als Wellenleiter eingeschränkt wurde, werden in diesem Kapitel die Dispersionseigenschaften dieser Wellenleiter und deren Auswirkung auf die Übertragungsrate von Pulsen untersucht.

In den nachfolgenden Abschnitten wird ein kurzer Überblick über die Ursachen und Wirkungen der Dispersion gegeben. Dabei sind die Dispersionseigenschaften von photorefraktiven Solitonen von besonderem Interesse. Deshalb werden numerische Berechnungen, experimentelle Methoden und deren Ergebnisse zu diesen Eigenschaften der Solitonen dargestellt. Im Abschluss werden die Auswirkungen auf die Übertragung von Pulsen durch die von Solitonen erzeugten Wellenleiter diskutiert.

5.1 Dispersion

Die Abhängigkeit des Brechungsindex n von der Lichtfrequenz wird als Dispersion bezeichnet. Um diese Abhängigkeit quantitativ zu erfassen, betrachtet man die Wechselwirkung von einfallender elektro-magnetischer Strahlung mit den Atomen und Elektronen der Materie. Wird ein dielektrisches Material einem elektrischen Feld ausgesetzt, verschiebt sich die innere Ladungsträgerverteilung, und es werden elektrische Dipole erzeugt. Das resultierende Dipolmoment pro Volumeneinheit wird elektrische Polarisation genannt. Im Gegensatz zur Gleichung 2.1 in Kapitel 2 gilt für die infrarote Strahlung im photorefraktiven SBN näherungsweise eine lineare Beziehung zwischen der Polarisation \mathbf{P} und dem elektrischen Feld \mathbf{E}

$$\mathbf{P} = (\epsilon - \epsilon_0) \cdot \mathbf{E} \quad (5.1)$$

Bei Anregung mit veränderlichen Feldern, wie bei einer einfallenden elektromagnetischen Welle, wird die resultierende Polarisierung und damit auch der Brechungsindex frequenzabhängig. Der Effekt eines frequenzabhängigen Brechungsindex wird als Dispersion bezeichnet. In der optischen Telekommunikation spielt die Dispersion eine entscheidende Rolle, da durch sie Signale und deren Ausbreitungsgeschwindigkeiten verändert werden. Informationen werden in der modernen Telekommunikation oft als gepulste Signale übertragen. Dabei entspricht beispielsweise ein Puls einer Eins und kein Puls einer Null. So lässt sich pro möglichem Puls ein bit Information übertragen (siehe Abschnitt 4.1). Die Geschwindigkeit, mit der auf diese Weise Informationstransfer möglich ist, hängt davon ab, wie schnell zwei Pulse hintereinander übertragen werden können. Ein Puls kann dabei als eine kontinuierliche Überlagerung monofrequenter ebener Wellen unterschiedlicher Frequenz, die sich um eine mittlere Frequenz ω_0 gruppieren, angesehen werden. Aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit im Medium $c = \frac{c_0}{n(\omega)}$ ergeben sich Laufzeitunterschiede, die dazu führen, dass der Puls seine Form verändert und auseinanderläuft. Kommt es nach dem Transfer durch ein Leitungsmedium zu einer Überlagerung zweier aufeinander folgender Pulse, so können diese nicht mehr getrennt voneinander ausgewertet werden, und die Information geht verloren. Um dies zu vermeiden, müssen die Pulse mit einem bestimmten Mindestabstand gesendet werden, der die Übertragungsrate begrenzt und mit steigender Dispersion zunimmt. Im Abschnitt 5.3 wird die maximale Pulsübertragungsrate aufgrund der Dispersion der photorefraktiven Solitonen als Wellenleiter im SBN-Kristall bestimmt. Die frequenzabhängigen Laufzeitunterschiede spiegeln sich in einer Verschiebung der Phasenfronten der einzelnen Anteile eines Pulses wider. Deshalb ist der frequenzabhängige Phasenverlauf der elektromagnetischen Wellen der Frequenz ω die entscheidende Größe der Dispersion. Man beschreibt diesen Verlauf mit einer Taylorreihenentwicklung der Phase nach der Frequenz:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \underbrace{\frac{d\varphi}{d\omega}}_{\text{GD}} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \underbrace{\frac{d^2\varphi}{d\omega^2}}_{\text{GVD}} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (5.2)$$

Der erste Term φ_0 ist ein konstanter Phasenterm, der von der frei wählbaren Anfangsphase abhängt und keinerlei Information über die Dispersion enthält. Die erste Ableitung der Phase nach der Frequenz wird als Gruppenverzögerung GV (engl.: group-delay GD) bezeichnet. Diese gibt an, wie die Einhüllende des Pulses zeitlich verschoben wird, sagt aber noch nichts über eine Veränderung der Pulsform aus. Die Gruppenverzögerungsdispersion GVD (engl.: group-delay dispersion GDD), die zweite Ableitung und alle höheren Ableitungen haben Auswirkungen auf die Form der Einhüllenden. Daher muss zur Bestimmung der Dispersion des SBN-Kristalls der frequenzabhängige Phasenverlauf $\varphi(\omega)$ gemessen werden. Die Ergebnisse dieser Messung und der daraus folgenden Gruppenverzögerungsdispersion des SBN-Kristalls werden im Abschnitt 5.2.2 dargestellt.

Bisher wurde die Dispersion aufgrund des Materials, in dem sich die elektromagnetische Welle ausbreitet, beschrieben. Bei Wellenleitern treten noch weitere Effekte auf, die ähnlich

wie die Materialdispersion zu einer Verbreiterung eines Pulses während der Propagation führen können. Im folgenden Abschnitt wird der Effekt der Modendispersion und dessen Relevanz für räumliche Solitonen als Wellenleiter im infraroten Spektralbereich beschrieben. Daran anschließend wird die so genannte Wellenleiterdispersion diskutiert.

5.1.1 Modendispersion

In Kapitel 3.1 wurde dargestellt, dass in Multimodenwellenleitern sich verschiedene transversale Moden ausbreiten können. Aufgrund der unterschiedlichen Verteilung der Intensität der einzelnen Moden in Bereichen mit unterschiedlichem Brechungsindex ergeben sich für die Moden verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten, und dies wird als Modendispersion bezeichnet. Auch bei dieser Dispersion wird ein Eingangspuls aufgrund der unterschiedlichen Laufzeiten der angeregten Moden verbreitert. Daher stellt sich die Frage, ob die erzeugten photorefraktiven räumlichen Solitonen Multimodenwellenleiter darstellen und die Modendispersion die Übertragungsrate beeinflusst. Die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden eines Wellenleiters hängt von der Größe des Wellenleiters, der Brechungsindexmodulation und der verwendeten Wellenlänge λ ab. In der Glasfasertechnik wird der sogenannte Faserparameter V

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \cdot \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (5.3)$$

verwendet, wobei a der Kernradius, n_K der Brechungsindex im Kern und n_M der im Mantel der Faser ist. Dabei gilt: Je größer der Faserparameter desto mehr ausbreitungsfähige Moden hat ein Wellenleiter. Zum Beispiel wird eine Glasfaser mit einem Stufenbrechungsindexprofil ab einem Grenzwert von $V \approx 2,4$ zu einer Mehrmodenfaser [41]. Aufgrund der komplizierten Brechungsindexmodulation von räumlichen Solitonen mit einem elliptischen Gradientenindexprofil und defokussierenden Bereichen ist die Angabe eines Faserparameters und dessen Multimoden-Grenzwertes kaum möglich. Aber die Zusammenhänge zwischen der Anzahl der Moden und den Parametern Größe, Brechungsindexmodulationsstärke und Wellenlänge gelten auch hier. Die Anzahl der möglichen Moden steigt mit der Größe und der Brechungsindexmodulationsstärke des Wellenleiters und sinkt mit zunehmender Wellenlänge.

In den Arbeiten [5, 14] sind bereits Propagationen höherer Moden in Solitonen als Wellenleiter diskutiert worden, wobei geführte Strahlen mit einer Wellenlänge von 633 nm betrachtet wurden. Experimentell konnten dabei Moden mit bis zu 3 Intensitätsmaxima entlang der längeren Achse des elliptischen Wellenleiters realisiert werden, während theoretisch sogar noch eine Mode mit 2 Intensitätsmaxima entlang der kürzeren Achse des Wellenleiters gefunden wurde. Im Rahmen dieser Arbeit ist der Wellenlängenbereich von 1520 nm bis 1630 nm untersucht worden, und es stellt sich die Frage, ob auch für diesen Wellenlängenbereich höhere Moden propagieren können und somit Modendispersion betrachtet werden muss. Da für das Brechungsindexprofil eines Solitons als Wellenleiter analytisch kei-

ne Modenprofile berechnet werden können, wird auf numerische Verfahren zurückgegriffen. Im Folgenden soll kurz ein Verfahren auf Basis finiter Differenzen beschrieben werden, mit dem Moden zu beliebigen Brechungsindexstrukturen berechnet werden können [53]. Zur Berechnung von Modenverteilungen muss die Wellengleichung herangezogen werden. Als Moden werden Amplitudenverteilungen bezeichnet, die ihr Profil während der Propagation im Wellenleiter beibehalten. Bei der Anwendung der skalaren Wellengleichung ergibt sich folgender Ansatz (vgl. Gleichung 2.23):

$$E = A(x, y) \cdot e^{-i(\beta z + \omega t)} \quad (5.4)$$

dabei ist β die so genannte Propagationskonstante. Die Wellengleichung nimmt im Vergleich zu Gleichung 2.24 folgende Form an:

$$\nabla_{\perp}^2 A + (k_0^2 n^2 - \beta^2) A = 0 \quad (5.5)$$

da für Moden definitionsgemäß $\partial_z A = 0$ gilt. Zur numerischen Beschreibung wird das Problem diskretisiert mit $x = [0, \dots, p, \dots, N] \cdot h$ und $y = [0, \dots, q, \dots, N] \cdot h$. Zur Berechnung der Ableitungen am Punkt mit den Koordinaten (p, q) auf Basis der finiten Differenzen werden, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, die jeweiligen Nachbarpunkte in x- und y-Richtung verwendet.

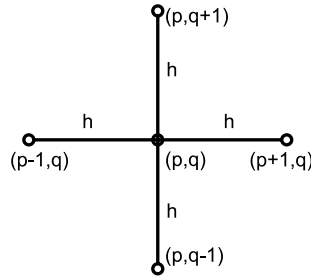


Abbildung 5.1: Diskretisierung für die Methode der finiten Differenzen

Für die zweite Ableitung in x ergibt sich dann:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} A(p, q) = \frac{1}{h^2} (A(p-1, q) - 2A(p, q) + A(p+1, q)) \quad (5.6)$$

Die Ableitung in y ergibt sich analog und daraus folgt für die Wellengleichung:

$$\begin{aligned} \frac{1}{h^2} [A(p+1, q) + A(p-1, q) + A(p, q+1) + A(p, q-1) - 4A(p, q)] \\ + [k_0^2 n^2(p, q)^2 - \beta^2] A(p, q) = 0 \end{aligned} \quad (5.7)$$

Durch die Transformation der Matrix A , der Amplitudenverteilung der elektromagnetischen Strahlung, in einen Vektor, in dem man z.B. die Spalten der Matrix alle hintereinander in einen Vektor schreibt, kann man die Wellengleichung in folgende Form bringen:

$$M\Phi = \beta^2\Phi \quad (5.8)$$

Dabei hat die Matrix M von Null verschiedene Werte auf der Haupt- und auf 4 Nebendiagonalen, und Gleichung 5.8 ist eine Eigenwertgleichung mit dem Eigenvektor Φ und dem Eigenwert β^2 , der dem Quadrat der Propagationskonstanten entspricht. Die Lösung dieser Gleichung mit Standardalgorithmen liefert die Propagationskonstanten β , und die Eigenvektoren Φ können wieder in Matrizen der Amplitudenverteilungen umgewandelt werden. Je nach gewählter Vorzeichenkonvention ergibt der höchste Eigenwert die Grundmode des Wellenleiters, und die nächst niedrigeren Eigenwerte ergeben die nächst höheren Moden.

Als Grundlage für die Modenberechnung wird die Brechungsindexverteilung aus Abbildung 2.6 verwendet. Zum Test des Verfahrens wurden zunächst die Moden einer elektromagnetischen Welle mit derselben Wellenlänge von 532 nm berechnet, wie die der Brechungsindexmodulation erzeugenden elektromagnetischen Welle. Die Ergebnisse der Berechnung liefern die in Abbildung 5.2 dargestellten ersten beiden Moden bei einer Wellenlänge von 532 nm. Die Intensitätsverteilung der ersten höheren Mode b) entspricht der experimentell erzeugten Mode aus [5] und der theoretisch berechneten aus [14], daher kann von der Richtigkeit des verwendeten Verfahrens ausgegangen werden. Die in dieser

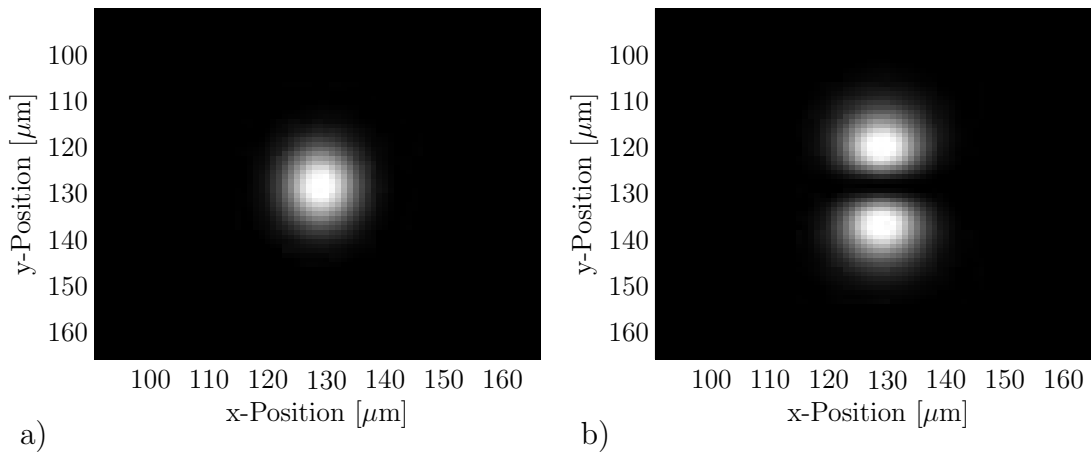


Abbildung 5.2: In a) ist die berechnete Grundmode eines photorefraktiven räumlichen Solitons bei einer Wellenlänge von 532 nm dargestellt. In b) ist die erste höhere Mode ebenfalls für eine Wellenlänge von 532 nm gezeigt.

Arbeit betrachteten Wellenleiter aus räumlichen Solitonen werden mit gaußschen Intensitätsverteilungen erzeugt, und diese entwickeln erst während der Propagation das elliptische Strahlprofil der Grundmode. Daher ändert sich die Brechungsindexverteilung des im

Kristall erzeugten Wellenleiters während der Propagation, und es kann prinzipiell keine Moden geben, da sich die Intensitätsverteilungen entsprechend der Brechungsindexmodulation während der Propagation ändern. Allerdings zeichnen sich die erzeugten Wellenleiter durch eine hohe Wellenleitungseffizienz der berechneten höheren Moden aus, auch wenn es zu Variationen der Intensitätsverteilungen der berechneten Moden kommt (siehe Abbildung 5.3). Daher wird der Begriff Mode im Folgenden auch für Intensitätsverteilungen, deren Verteilungen während der Propagation variieren aber eine hohe Wellenleitungseffizienz in den erzeugten Wellenleiter haben, verwendet. Dies ist analog zu dem Begriff Soliton, der in dieser Arbeit auch für oszillierende Strahlprofile und dissipative Strukturen verwendet wird. In Abbildung 5.3 ist die Propagation der berechneten Dipolmode aus Abbildung 5.2

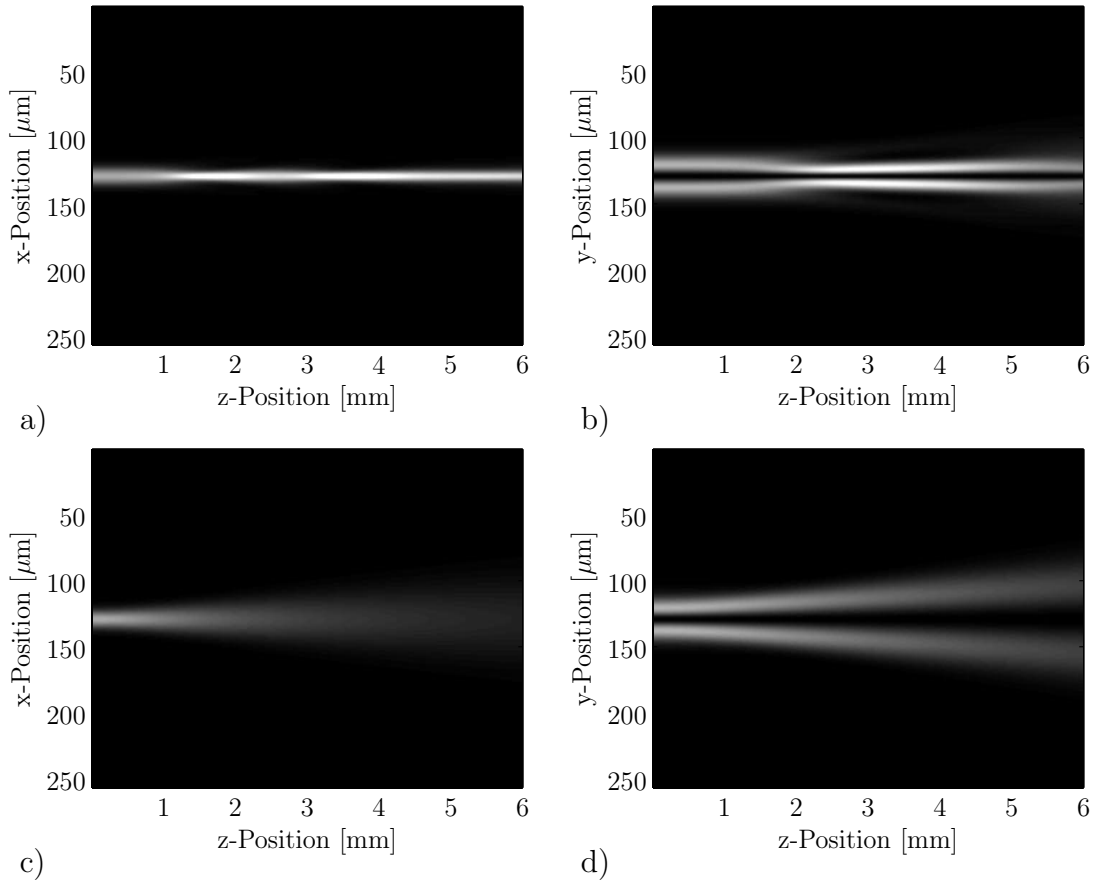


Abbildung 5.3: Propagation einer Dipolmode in den Seitenansichten aus x- (b,d)) und y-Richtung (a,c)). In a) und b) liegt ein elektrisches Feld von 2,5 kV/cm am Kristall an, und ein photorefraktives Soliton als Wellenleiter ist in den Kristall eingeschrieben. In c) und d) ist kein Feld und kein Wellenleiter im Kristall.

b) in einem photorefraktiven Soliton als elliptischer Wellenleiter dargestellt. Es handelt sich dabei um numerische Berechnungen und es ist der Blick aus der x- und y-Richtung auf den Wellenleiter dargestellt, einmal mit an den Kristall angelegtem elektrischen Feld und

einmal ohne Feld (daher auch ohne Wellenleiter). Durch den Vergleich zeigt sich deutlich die Führung der Dipolmode in dem Wellenleiter.

Die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit beschäftigen sich mit dem Propagationsverhalten von infraroter Strahlung in Solitonen als Wellenleiter, daher wurden die Berechnungen der Intensitätsverteilungen der Moden für verschiedene Wellenlängen durchgeführt. Von besonderem Interesse ist die Grenzwellenlänge, welche die Grenze zwischen der Einmodenausbreitung und der Multimodenausbreitung darstellt. Dabei ist ein Wellenleiter ein Einmodenwellenleiter für Wellenlängen, die größer als die Grenzwellenlänge sind. Daher wird die Dipolmode, welche die erste Mode nach der Grundmode ist, für verschiedene Wellenlängen berechnet. Für die Berechnung wird dabei die Brechungsindexverteilung zu Grunde gelegt, die sich für eine Wellenlänge von 532 nm ergibt. Dabei lässt sich, wie erwartet, feststellen, dass sich die Intensität mit größerer Wellenlänge auf immer größerem Raum verteilt. Die Amplitudenverteilung der Moden wurde auf einem $256 \mu\text{m} \times 256 \mu\text{m}$ großen Bereich berechnet. Die Größe des Wellenleiters ist durch die Brechungsindexverteilung bestimmt, wobei die Halbachsen der elliptischen Brechungsindexverteilung an den Positionen, bei der die Modulation auf den $1/e$ -ten Teil des Maximums abgefallen ist, die Längen von $18 \mu\text{m}$ bzw. $36 \mu\text{m}$ haben. Dieser Bereich wird im Folgenden als Kern des Wellenleiters betrachtet. In Abbildung 5.4 ist der prozentuale Anteil der Intensität der Dipolmode, die sich in diesem Bereich des Wellenleiters befindet, über die Wellenlänge dargestellt. Der Anteil der Intensität in diesem Bereich fällt dabei kontinuierlich ab, bis bei ca. 1220 nm ein Sprung in der Kurve auftritt. Dies liegt daran, dass der Algorithmus für Wellenlängen größer als 1220 nm keine physikalisch sinnvolle erste höhere Mode finden kann. Statt einer Dipolmode steigt die mit Hilfe des Eigenvektors berechnete Intensitätsverteilung mit größerem Abstand zum Mittelpunkt des Wellenleiters nach außen hin an. Dies liegt an der Begrenzung des Amplitudenfeldes auf $256 \mu\text{m} \times 256 \mu\text{m}$ und an den Randbedingungen des Algorithmusses. Wird der zur Berechnung verwendete Bereich auf $311 \mu\text{m} \times 311 \mu\text{m}$ erweitert, findet der Algorithmus eine Dipolmode für 1220 nm. Allerdings liefert er schon für eine Wellenlänge von 1230 nm für die erste höhere Mode keine sinnvolle Intensitätsverteilung mehr. Des Weiteren ist auch eine Verteilung der Intensität auf einem so großen Bereich mit nur wenigen Prozent der Intensität im Kern des Wellenleiters aus Anwendungsgründen (z.B. die Größe von Glasfaserwellenleitern) nicht wünschenswert.

In den bisherigen Betrachtungen ist für alle Wellenlängen dieselbe Brechungsindexmodulation zu Grunde gelegt worden. Da aber der elektro-optische Koeffizient, der für die Brechungsindexmodulation mitverantwortlich ist, wellenlängenabhängig ist, gilt dieser Sachverhalt nicht. Wird statt des für eine Wellenlänge von 532 nm gültigen elektro-optischen Koeffizienten von $r_{33} = 333 \text{ pm/V}$ der in Kapitel 3.2.3 bestimmte Koeffizient von $r_{33} = 53 \text{ pm/V}$ für die infrarote Strahlung zu Grunde gelegt, wird auf einem Bereich von $256 \mu\text{m} \times 256 \mu\text{m}$ schon für eine Wellenlänge von 532 nm keine sinnvolle höhere Mode mehr gefunden. Aus diesen Gründen kann davon ausgegangen werden, dass ein photorefraktives Soliton als Wellenleiter für die in dieser Arbeit verwendete infrarote Strahlung von 1520 nm bis 1630 nm nur eine ausbreitungsfähige Grundmode besitzt. Des Weiteren konnte auch

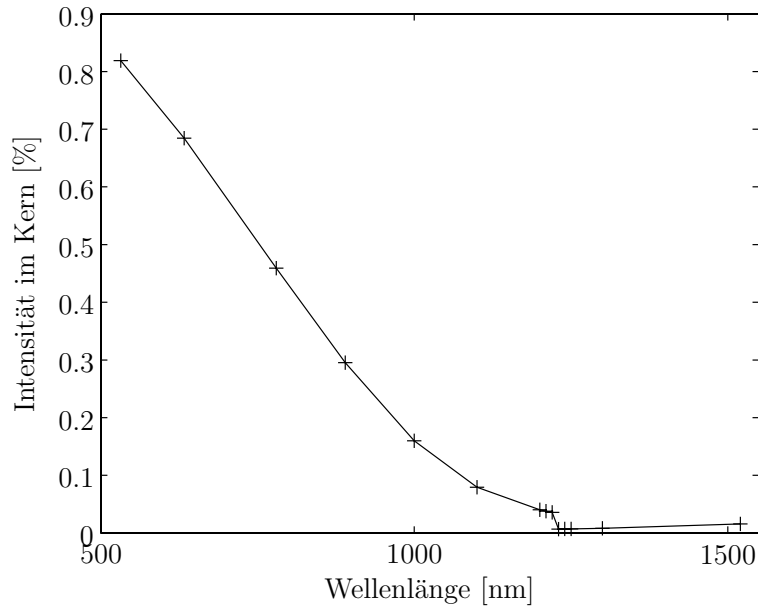


Abbildung 5.4: Berechneter Anteil der Intensität einer Dipolmode im Kern des Wellenleiters in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

experimentell kein Hinweis auf die Möglichkeit der Erzeugung einer Dipolmode gefunden werden. Daher ist die Modendispersion für den in dieser Arbeit betrachteten infraroten Wellenlängenbereich zu vernachlässigen.

5.1.2 Wellenleiterdispersion

Die so genannte Wellenleiterdispersion entsteht durch die Verteilung der Intensität über Bereiche mit verschiedenem Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Intensitätsverteilung einer geführten Welle ist nicht nur auf den Kern beschränkt, denn ein Teil der Verteilung befindet sich auch im Mantel. Daher liegt die Ausbreitungsgeschwindigkeit immer zwischen den Geschwindigkeiten, die sich aufgrund des Brechungsindex des Kerns oder des Mantels ergeben würden. Des Weiteren hängt die Form der geführten Welle und damit auch der im Mantel geführte Anteil von der Wellenlänge ab. Deshalb ergibt sich, wie bei der Materialdispersion, eine Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Wellenlänge. Während sich die Modendispersion durch Beschränkung auf Wellenleiter mit nur einer ausbreitungsfähigen Mode unterdrücken lässt, ist die Wellenleiterdispersion prinzipiell vorhanden. Dieser Effekt kann aber ausgenutzt werden, um die Dispersionseigenschaften eines Wellenleiters gezielt zu beeinflussen. Bei Quarzglas liegt zum Beispiel das Minimum der reinen Materialdispersion bei unter $1,3 \mu\text{m}$ Wellenlänge, während das Dämpfungsminimum bei $1,55 \mu\text{m}$ liegt. Daher sind verschiedene Brechungsindexprofile untersucht worden, um das Dispersionsminimum zu höheren Wellenlängen zu

verschieben. Das bekannteste Profil dieser Art ist das W-Profil [41]. Die Wellenleiterdispersion räumlicher Solitonen für den infraroten Spektralbereich wird in Abschnitt 5.2.3 untersucht.

5.2 Experimentelle Bestimmung der Dispersionseigenschaften

Wie beschrieben ist bei der Übertragung von Pulsen die Dispersion zu berücksichtigen. Eine genaue Kenntnis der Dispersion ist essenziell, um eine fehlerfreie Übertragung von Information zu gewährleisten. Nach Gleichung 5.2 kann durch eine frequenzabhängige Phasenmessung die Auswirkung der Dispersion bestimmt werden. Daher basieren viele Dispersionsmessverfahren auf dieser frequenzabhängigen Phasenmessung wozu sich hervorragend ein interferometrisches Messsystem eignet (wie Fourierspektroskopie [54], spektral aufgelöste Weisslichtinterferometrie [55], lasergestütztes Phase-Locked-Verfahren [56] sowie eine Art weisslichtgestütztes Phase-Locked-Verfahren [57]). Das in dieser Arbeit verwendete Verfahren erinnert aufgrund der Verwendung eines Lock-In-Verstärkers und eines Lasers mit regelbarer Wellenlänge an das lasergestützte Phased-Locked-Verfahren. Allerdings geschieht die Aufnahme des Messsignals und seine Auswertung auf eine andere, im Folgenden beschriebenen Art.

Der zur Messung der Dispersionseigenschaften des Materials verwendete Aufbau ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Der im Wellenlängenbereich von 1520 nm bis 1630 nm einstellbare

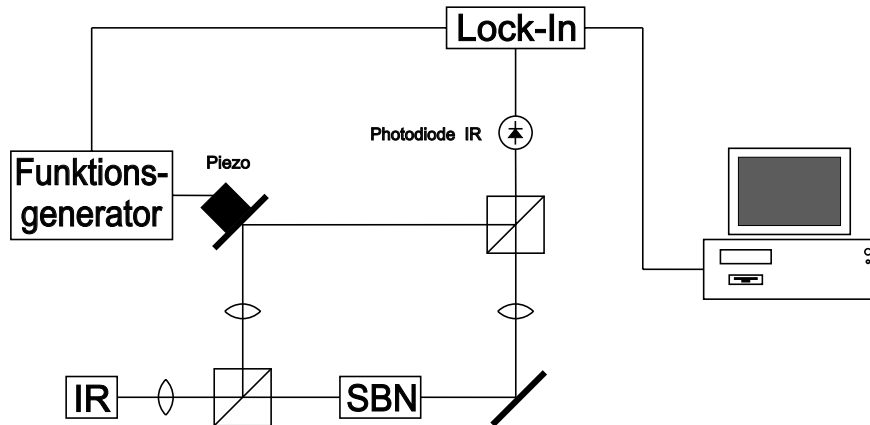


Abbildung 5.5: Aufbau zur Dispersionsmessung

Infrarotlaser wird über einen Strahlteiler in ein Mach-Zehnder-Interferometer eingekoppelt, in dessen einem Arm sich die zu untersuchende Probe befindet. Durch eine Linse wird der

Strahl auf die Frontfläche des Kristalls fokussiert. Die dadurch in beiden Interferometerarmen entstehende Strahldivergenz wird über je eine Kollimationslinse kompensiert. Hinter dem Interferometerausgang befindet sich eine Photodiode, welche die sich aufgrund der Interferenz ändernde Intensität aufnimmt. Deren Spannungssignal wird an einen Lock-In-Verstärker weitergeleitet. Eine der beiden Armlängen des Interferometers wird periodisch moduliert, indem einer der Interferometerspiegel über einen Funktionsgenerator und einen Piezotreiber bewegt wird, wobei das hier angelegte Signal gleichzeitig als Referenzsignal für den Lock-In-Verstärker benutzt wird. Dessen Ausgangssignal wird letztlich über einen PC aufgenommen.

Die dispersiven Eigenschaften der Probe ändern wellenlängenabhängig die optische Weglänge in einem Interferometerarm. Dies beeinflusst das aufgenommene Interferenzsignal, und es kann die frequenzabhängige Phasenänderung gemessen werden. Nach Gleichung 5.2 ergeben sich daraus die Dispersionseigenschaften der Probe. Dazu wird die Wellenlänge der Laserstrahlung in 0,01 nm Schritten über den gesamten verfügbaren Wellenlängenbereich durchgestimmt.

Aufgrund der Interferenz entsteht eine Intensitätsoszillation der Form

$$I = I_0 \cdot \sin(\Phi). \quad (5.9)$$

Dabei setzt sich Φ für den hier vorliegenden Fall aus mehreren Teilen zusammen, die von der räumlichen Pfadlängendifferenz Δx der Interferometerarme, der Oszillation des Piezospiegels (mit Amplitude A_P und Frequenz ω_P), den dispersiven Eigenschaften des Aufbaus $\varphi_{Aufbau}(\omega)$ (Spiegel, Linsen und Strahlteiler) und denen des Kristalls $\varphi(\omega)$ herrühren.

$$\Phi = \frac{\Delta x}{c} \cdot \omega + A_P \cdot \sin(\omega_P t) + \varphi_{Aufbau}(\omega) + \varphi(\omega) \quad (5.10)$$

Dabei bezeichnet ω die Kreisfrequenz des eingestrahlten Infrarotlichts. Die Amplitude A_P der Piezooszillation wurde analog zum Pfadlängendifferenz-Term in eine Phaseninformation umgerechnet. Mit Hilfe des Additionstheorems (siehe Anhang) lässt sich der Term $\sin(\Phi)$ aus Gleichung 5.9 umformen zu

$$\begin{aligned} \sin(\Phi) = & \sin\left(\frac{\Delta x}{c} \cdot \omega + \varphi_{Aufbau}(\omega) + \varphi(\omega)\right) \cdot \cos(A_P \cdot \sin(\omega_P t)) + \\ & \cos\left(\frac{\Delta x}{c} \cdot \omega + \varphi_{Aufbau}(\omega) + \varphi(\omega)\right) \cdot \sin(A_P \cdot \sin(\omega_P t)) \end{aligned} \quad (5.11)$$

Entwickelt man die Terme mit den verketteten trigonometrischen Funktionen nach Besselfunktionen (siehe Anhang), so erhält man

$$\begin{aligned} \sin(\Phi) = & \sin\left(\frac{\Delta x}{c} \cdot \omega + \varphi_{Aufbau}(\omega) + \varphi(\omega)\right) \cdot \left(J_0(A_P) + 2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(A_P) \cdot \cos(2k\omega_P t)\right) \\ & + \cos\left(\frac{\Delta x}{c} \cdot \omega + \varphi_{Aufbau}(\omega) + \varphi(\omega)\right) \cdot \left(2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(A_P) \cdot \sin((2k-1)\omega_P t)\right) \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet $J_i(A_P)$ den Wert der i -ten Besselfunktion an der Stelle A_P . Der Lock-In-Verstärker filtert aus dem Eingangssignal die Amplitude derjenigen Frequenz heraus, die der angelegten Referenzfrequenz entspricht, in diesem Fall also die Frequenz ω_P der Piezomodulation. In obiger Gleichung tritt die Frequenz ω_P im ersten Term nicht auf, da die Summierung über die natürlichen Zahlen erfolgt und somit die kleinste Frequenz $2\omega_P$ ist. Im zweiten Term kommt in der Summe ausschließlich für $k = 1$ die Frequenz ω_P vor. Alle Summanden für $k \neq 1$ werden also herausgefiltert, und übrig bleibt das Produkt aus diesem einzigen Term mit der Frequenz ω_P und dem Kosinusterm.

$$U_{out} \sim 2 \cdot J_1(A_P) \cdot \cos\left(\frac{\Delta x}{c} \cdot \omega + \varphi_{Aufbau}(\omega) + \varphi(\omega)\right) \quad (5.12)$$

Dieses Signal wird mit einem Computer eingelesen und analysiert. Da es sich um ein cosinus-förmiges Signal handelt, werden analog zu dem im Kapitel 3.2.3 beschriebenen Verfahren die Nullstellen bestimmt. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Nullstellen ändert sich die Phase um π . Daher lassen sich den Nullstellen relative Phasenwerte zuordnen. Dabei wird willkürlich die erste Nullstelle mit der Phase $\varphi(\omega_1) = 0$ verknüpft, und die folgenden Nullstellen haben dann die Phasen $\varphi(\omega_n) = (n - 1) \cdot \pi$. Die Phase wird somit nur relativ bestimmt, allerdings ist das für das weitere Vorgehen völlig ausreichend. Man erhält Werte für den Term $\left(\frac{\Delta x}{c} \cdot \omega + \varphi_{Aufbau}(\omega) + \varphi(\omega)\right)$. In ihnen sind noch die Anteile aus der Pfadlängendifferenz $\left(\frac{\Delta x}{c} \cdot \omega\right)$ und dem Aufbau $\left(\varphi_{Aufbau}(\omega)\right)$ enthalten. Beide lassen sich über eine zusätzliche Messung eliminieren. Der Kristall wird dazu aus dem Versuchsaufbau entfernt und die Messung wiederholt. Mittels Differenzbildung der beiden so gemessenen Signale lässt sich der relevante Term $\varphi(\omega)$ isolieren. Dieser enthält nur noch die Information über die Dispersion der untersuchten Probe.

Da bei der Informationsübertragung nur die Änderung der Form bzw. die Verbreiterung eines Pulses entscheidend ist, muss aus der Messung der relativen frequenzabhängigen Phase die zweite Ableitung von $\varphi(\omega)$ die GVD bestimmt werden. Da die Ableitungen mit Hilfe einer Näherung durch Differenzenquotienten bestimmt werden müssen, ist eine Berechnung der dritten und der höheren Ordnungen wenig sinnvoll. Die unvermeidlich entstehenden Fehler wären hierbei zu groß. Zudem werden diese Terme erst bei sehr kurzen Pulsdauern wichtig.

Im Folgenden wird zuerst mit Hilfe von Eichmessungen der Messaufbau charakterisiert. Darauf folgt die Bestimmung der Materialdispersion, während im letzten Abschnitt die Dispersion des Kristalls mit einem eingeschriebenen Wellenleiter untersucht wird.

5.2.1 Kalibrierung des Messsystems

Um die Genauigkeit der Messapparatur zu bestimmen, wurden Eichmessungen mit BK7-Glasplatten durchgeführt. Der frequenzabhängige Brechungsindex für diesen Glastyp ist

aus Literaturwerten [58] bekannt und konnte somit als Referenzwert benutzt werden. Dazu wurde eine BK7-Glasplatte mit 2 mm beziehungsweise 3 mm Dicke (Herstellerangaben) anstelle des Kristalls in einen Interferometerarm des Aufbaus aus Abbildung 5.5 eingebracht. Danach konnten die Messung und Auswertung wie oben beschrieben durchgeführt werden. Ein Ausschnitt aus der aufgenommenen Messkurve für die 2 mm-Platte ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Hier lässt sich erkennen, dass die aufgenommenen Interferenzsignale

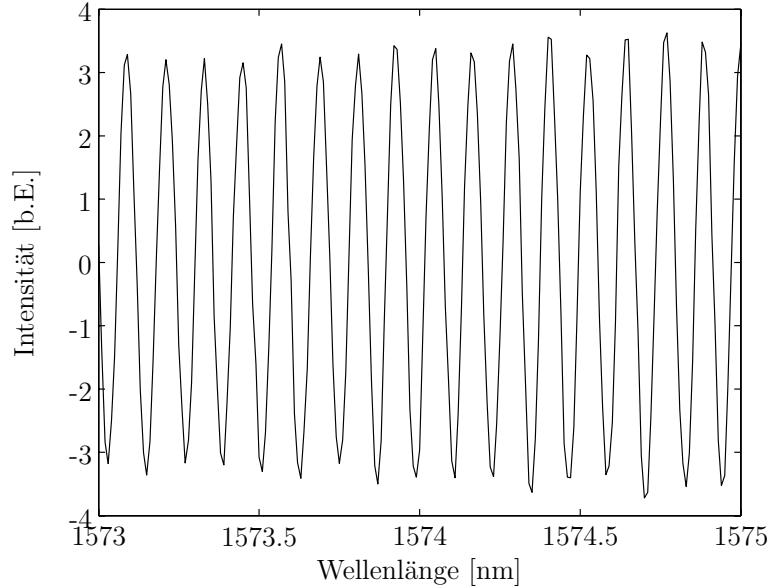


Abbildung 5.6: Ausschnitt aus der Eichmessung der 2 mm-Platte

wie oben erwähnt einer Gleichung der Form 5.9 entsprechen. Die optische Pfadlänge (OPL) des Interferometerarms ändert sich durch das Einsetzen der Glasprobe wie folgt:

$$\Delta OPL = OPL_{BK7} - OPL_{Luft} \quad (5.13)$$

Aus der optischen Weglänge lässt sich mit Hilfe des Zusammenhangs $\varphi = \frac{\Delta x}{c} \omega = 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda}$ und Gleichung 5.13 auf die Phasenänderung schließen:

$$\Delta \Phi(\lambda) = 2\pi \frac{(n_{BK7}(\lambda) - 1) \cdot d}{\lambda} \quad (5.14)$$

Dabei ist $n_{BK7}(\lambda)$ der Brechungsindex des Glases, d die Dicke der Glasplatte, und es wurde $n_{Luft} = 1$ angenommen. Die Dicke d unterliegt dabei gewissen Herstellungsungenauigkeiten. Der Hersteller gibt eine Genauigkeit von $\pm 0,1$ mm an. Mit einem mechanischen Präzisionsmessinstrument konnte die Dicke auf $\pm 0,01$ mm genau bestimmt werden. Aufgrund von Justagetoleranzen kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Probe genau senkrecht zum Strahlengang steht. Deshalb entspricht die tatsächliche Dicke d der Glasplatte nicht zwangsläufig der durchlaufenen Strecke (das heißt, unter Umständen ist

$OPL_{BK7} \neq n_{BK7} \cdot d$). Daher wurde die Dicke d der Probe als Parameter für ein Fit an die Messwerte benutzt. Dieser liefert die in Tabelle 5.1 neben den Herstellerangaben und mechanisch gemessenen Werten angegebenen Daten. Die optisch gemessenen Dicken lie-

Probe	1	2
Herstellerangabe	2 mm	3 mm
mechanisch gemessene Dicke	2,05 mm	3,05 mm
optisch gemessene Dicke	2,06 mm	3,06 mm

Tabelle 5.1: Dicken der BK7-Glasplatten

gen offensichtlich innerhalb der Toleranzen der Herstellerangaben und der mechanischen Messung. So wurden die aus den optischen Messungen ermittelten Dicken als tatsächliche Dicken angenommen und die Abweichungen der einzelnen Messpunkte von den Fitkurven wurden als Grundlage für eine Fehlerabschätzung herangezogen. In Abbildung 5.7 sind die Messwerte und die Fitkurven für $d = 2$ mm und $d = 3$ mm aufgetragen. Die Abweichun-

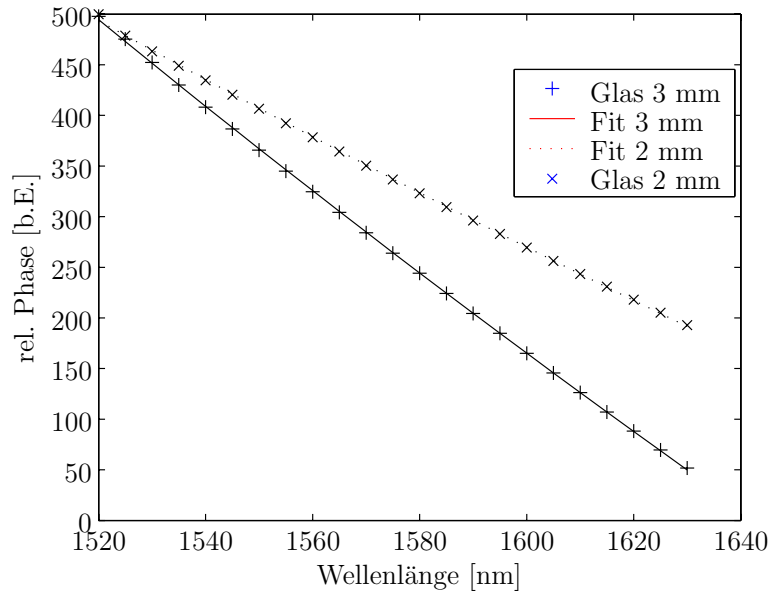


Abbildung 5.7: Eichmessungen für 2 mm- und 3 mm-BK7-Glasplatten und Fitkurven

gen der Messpunkte von den Fitgeraden liegen unter 1%. Die größte Abweichung von der gemessenen Phase zum gefitteten Phasenverlauf beträgt ca. 2 rad. Dies zeigt bei einer gesamten Phasenänderung von mehreren 100 rad über dem gemessenen Wellenlängenbereich die Genauigkeit des verwendeten Messsystems. Allerdings ist die entscheidende Größe zur Bestimmung der Übertragungsrate die Gruppenverzögerungsdispersion GVD und damit die zweite Ableitung des Phasenverlaufs nach der Lichtfrequenz. Zur Berechnung dieser

Ableitung wird näherungsweise der Differenzenquotient verwendet. Zunächst ergibt sich aus dem Phasenverlauf die erste Ableitung, die Gruppenverzögerung GV, zu:

$$GV_{\overline{12}} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\omega_1 - \omega_2} \quad (5.15)$$

wobei dadurch die Gruppenverzögerung für die mittlere Frequenz $\omega_{\overline{12}}$ zwischen den Lichtfrequenzen $\omega_{1,2}$ mit den Phasenwerten $\varphi_{1,2}$ bestimmt wird. Die Gruppenverzögerungsdispersion GVD ergibt sich dann analog aus zwei so bestimmten Gruppenverzögerungen.

$$GVD_{\overline{12} \overline{34}} = \frac{GD_{\overline{12}} - GD_{\overline{34}}}{\omega_{\overline{12}} - \omega_{\overline{34}}} \quad (5.16)$$

Der maximale Fehler der Gruppenverzögerungsdispersion für die mittlere Wellenlänge von 1575 nm des gemessenen Bereichs kann so über den maximalen Phasenfehler von ca. 2 rad und unter der Annahme der verwendeten Stützstellen bei 1520 nm, 1575 nm und 1630 nm bestimmt werden. Es ergibt sich so ein Fehler von $\Delta GVD \approx \pm 1000 \text{ fs}^2$.

In den folgenden Kapiteln wird mit Hilfe von Wiederholungsmessungen noch weiter auf die Fehlerproblematik eingegangen, und die Auswirkungen werden im Kapitel 5.3 betrachtet.

5.2.2 Materialdispersion des SBN-Kristalls

Nach Bestimmung der Güte des Messverfahrens kann eine Messung der Materialdispersion vorgenommen werden. Dazu werden, wie in Abbildung 5.5 dargestellt, in den Probenarm des Interferometers der SBN-Kristall eingesetzt und die frequenzabhängige Phasenänderung gemessen. In Abbildung 5.8 sind die gemessenen relativen Phasen einmal mit SBN-Kristall im Probenarm und einmal ohne Material im Probenarm gezeigt. Die relative Änderung der Phase ist bei dem SBN-Kristall wesentlich größer als bei den beiden im vorherigen Kapitel gemessenen Glasplatten. Das liegt zum einen daran, dass die Messung entlang der längsten Seite des Kristalls von 14,8 mm durchgeführt wurde und zum anderen an dem deutlich höheren Brechungsindex von ca. $n \approx 2,29$ des Kristalls (siehe Kapitel 3.2.3).

Die Bestimmung der Gruppenverzögerung für die mittleren Wellenlänge (1575 nm) bietet sich an, um Aussagen über mögliche Pulsraten im Kapitel 5.3 zu machen. Die Gruppenverzögerungsdispersion wird, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, über den Differenzenquotienten bestimmt. Bei dieser numerischen Ableitung hängt das Ergebnis stark von den verwendeten Stützstellen ab. Liegen die Stützstellen nah beieinander, führt die Streuung der Messpunkte durch das vorhandene Rauschen zur starken Schwankung des Ergebnisses. Sind die Stützstellen weit voneinander entfernt, wird das Ergebnis der numerischen Ableitung aufgrund einer Krümmung der Messkurve von dem realen Wert abweichen. Daher wird das Ergebnis der numerischen Ableitung bei unterschiedlichen Stützstellen analysiert.

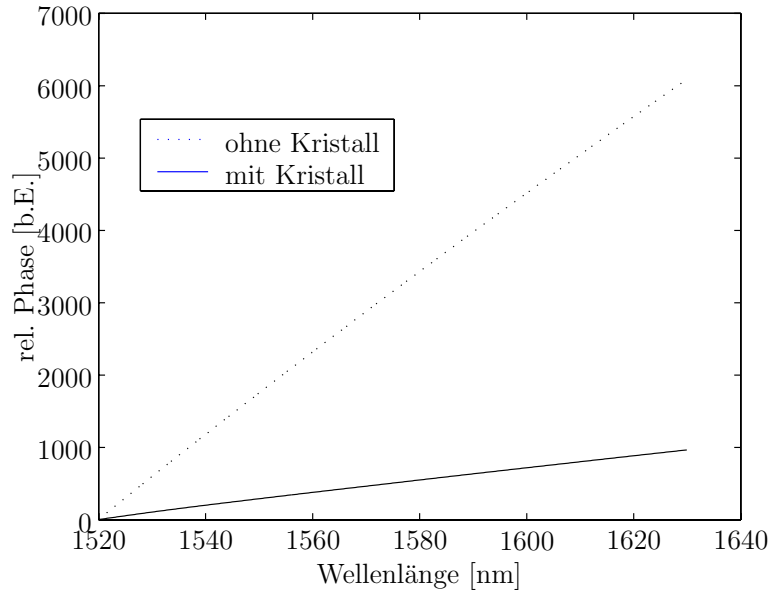


Abbildung 5.8: Die relative Phase über der Wellenlänge für die Messungen mit und ohne Kristall.

Dabei bietet sich auch die Untersuchung der mittleren Wellenlänge an, da die Anzahl der möglichen verschiedenen Stützstellen dort maximal ist.

In Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse der Gruppenverzögerungsdispersion in Abhängigkeit von dem Abstand der Stützstellen dargestellt. Auf der linken Seite kann man deutlich erkennen, dass die großen Schwankungen bei kleinem Abstand der Stützstellen relativ schnell abklingen, und auf der rechten Seite ist ein Ausschnitt bei mittlerem Stützstellenabstand zu sehen. Nimmt man diesen Ausschnitt als Grundlage, ergibt sich:

$$\text{GVD} \approx 2700 \text{ fs}^2 \quad (5.17)$$

als Mittelwert bei einer Schwankung zwischen 1900 fs^2 und 3600 fs^2 . Die Auswirkungen dieser Gruppenverzögerungsdispersion auf die Übertragungsrate von Solitonen als Wellenleiter und auch die Diskussion der Schwankungsbreite werden im Kapitel 5.3 ausgeführt.

5.2.3 Wellenleiterdispersion räumlicher Solitonen

Da, wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, neben der Materialdispersion auch immer eine Wellenleiterdispersion auftritt, ist eine Untersuchung der Dispersionseigenschaften eines in den Kristall eingeschriebenen Solitons als Wellenleiter zwingend notwendig. Der in Abbildung 5.5 dargestellte Aufbau wird dazu umgebaut, um das Einschreiben eines Solitons und eine Führung der Infrarotstrahlung in diesem zu ermöglichen. Abbildung 5.10 zeigt den modifizierten Aufbau. Der Strahl des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers wird auf die

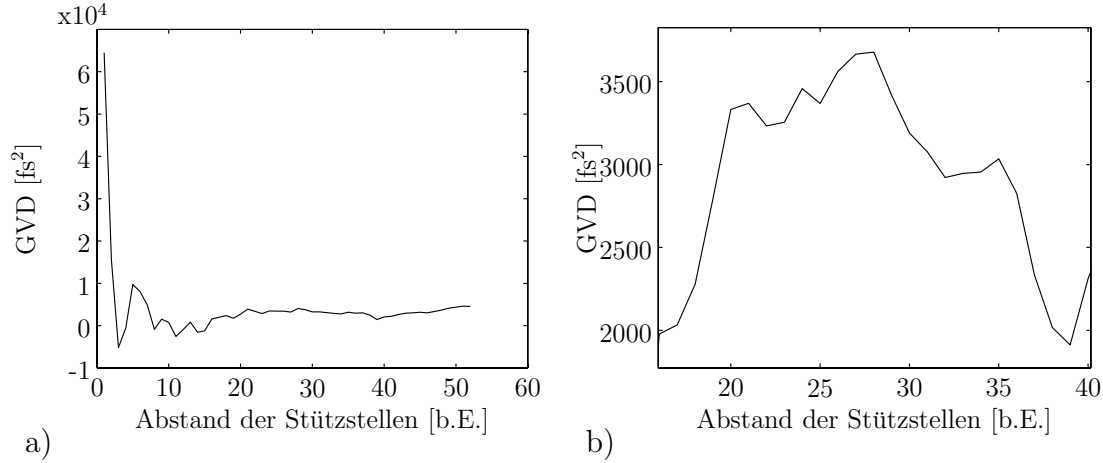


Abbildung 5.9: Experimentell bestimmte Gruppenverzögerungsdispersion über dem Abstand der Stützstellen. In a) sind deutlich die hohen Oszillationen bei geringem Abstand der Stützstellen sichtbar. In b) ist ein vergrößerter Ausschnitt aus dem mittleren Bereich aus Graphik a) dargestellt.

Frontfläche des SBN-Kristalls fokussiert, um ein Soliton schreiben zu können. Der Infrarotstrahl wird auf dieselbe Stelle fokussiert. Hinter dem Kristall kann über einen Klappspiegel die Rückfläche des Kristalls auf eine CCD-Kamera abgebildet werden, diese ist für die verschiedenen Wellenlängen der beiden Laser sensitiv. Bevor die Messung der Dispersionseigenschaften nach der unter 5.2 beschriebenen Methode durchgeführt wird, wird mit Hilfe der CCD-Kamera überprüft, dass sich ein Soliton gebildet hat und dass der infrarote Lichtstrahl in diesem geführt wird. Danach wird der Klappspiegel aus dem Strahlengang des Interferometers geklappt und die Messung gestartet.

Zur weiteren Überprüfung des Ergebnisses wurden mehrere Wiederholungsmessungen durchgeführt und zwar jeweils sieben Messungen zur Bestimmung der Dispersion des Aufbaus und zur Bestimmung der Wellenleiterdispersion. Dabei enthalten die Ergebnisse der Wellenleiterdispersionsmessung natürlich auch die Materialdispersion des Kristalls. Da die interessierenden Dispersionseigenschaften aus der Differenz der Messung mit Wellenleiter im Kristall und ohne Kristall bestimmt werden, ergeben sich 49 Kombinationsmöglichkeiten bei der Differenzbildung. Dabei lässt sich erkennen, dass die Schwankungsbreite zwischen den einzelnen Messungen in derselben Größenordnung liegt wie die sich aus den Einzelmessung ergebenden Schwankungen der Gruppenverzögerungsdispersion. Im Mittel ergibt sich eine GVD zu:

$$\text{GVD} \approx 3150 \text{ fs}^2 \quad (5.18)$$

Die Abweichungen der einzelnen Messungen liegen dabei zwischen 1300 fs^2 und 5100 fs^2 . Die Schwankungsbreite der Gruppenverzögerung mit eingeschriebenem Wellenleiter im Kristall liegt also höher als die der Messung aus dem vorherigen Abschnitt, bei der nur der Kristall untersucht wurde. Dies ist verständlich, da die als Wellenleiter fungierenden Solitonen

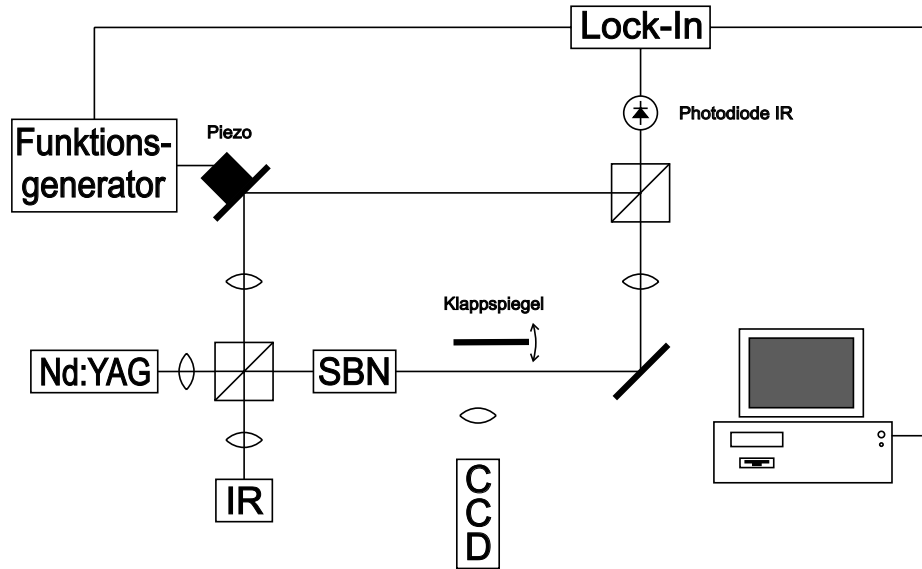


Abbildung 5.10: Aufbau zur Messung der Dispersion mit einem eingeschriebenen Wellenleiter in dem SBN-Kristall

während der Messung aufgrund von Änderungen in der Umgebung (Temperatur, Hintergrundbeleuchtung) leichten Profilveränderungen unterworfen sind. Allerdings liegen die Schwankungen des Ergebnisses in demselben Bereich, und es kann nicht von einer wesentlichen Änderung der Gruppenverzögerungsdispersion aufgrund des Einschreibens des Wellenleiters ausgegangen werden. Dies ist in Anbetracht der geringen Brechungsindexmodulation von $\Delta n \approx 1,9 \cdot 10^{-4}$, welche im Wesentlichen für die Wellenleiterdispersion verantwortlich ist, plausibel. Andererseits bestätigen die Wiederholungsmessungen die Einsetzbarkeit des verwendeten Messverfahrens für die Bestimmung der Gruppenverzögerungsdispersion in den angegebenen Genauigkeitsgrenzen.

5.3 Bestimmung der maximalen Pulsübertragungsrate

Zur Bestimmung der maximalen Pulsübertragungsrate müssen zunächst die Auswirkungen der Dispersion auf eine Lichtwelle im Medium bestimmt werden. Die nachfolgenden Ausführungen sind detailliert in [59] beschrieben. Die transversale Verteilung der elektromagnetischen Welle wird nicht berücksichtigt, da nur die Verteilung in Propagationsrichtung für die Signalübermittlung entscheidend ist. Daher kann das elektrische Feld mit

$$E(z, t) = A(z, t) \cdot \exp(-i\beta_0 z + i\omega_0 t) \quad (5.19)$$

beschrieben werden. Dabei ist $A(z, t)$ die im Vergleich zur optischen Wellenlänge langsam variierende Amplitudenfunktion für ein monochromatisches optisches Feld mit der Frequenz ω_0 und der Propagationskonstante β_0 . Durch Fouriertransformation ergibt sich:

$$E(z, \omega) = E(z = 0, \omega) \cdot \exp(-i\beta(\omega)z) \quad (5.20)$$

Dabei ist $\beta(\omega)$ die Phasenverschiebung pro Länge und kann entsprechend Gleichung 5.2 in eine Taylorreihe um $\omega = \omega_0$ entwickelt werden:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \frac{d\beta}{d\omega} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\beta}{d\omega^3} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (5.21)$$

Die Gruppenverzögerung pro Länge ist dabei $\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega}$ und die Gruppenverzögerungsdispersion pro Länge ist $\beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$. Die höheren Ordnungen werden in der folgenden Betrachtung vernachlässigt. Das Einsetzen in Gleichung 5.20 ergibt:

$$E(z, t) = E(z = 0, \omega) \cdot \exp(-i\beta_0 z) \exp(-i\beta_1(\omega - \omega_0)z) \exp(-i\frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 z) \quad (5.22)$$

Von Interesse ist die Amplitudenfunktion $A(z, t)$, wobei es zweckmäßig ist, eine retardierte Zeitachse mit $t' = t - \beta_1 z$ einzuführen, da die Gruppenlaufzeit des Signals im Wesentlichen von $\beta_1 z$ gegeben ist. Als fouriertransformierte Amplitudenfunktion ergibt sich:

$$A(z, \Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, t' + \beta_1 z) \exp(-i\Omega t') dt' \quad (5.23)$$

mit $\Omega = \omega - \omega_0$. Des Weiteren gilt:

$$A(z, \Omega) = \exp(i\Omega\beta_1 z) \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, t) \exp(-i\Omega t) dt \quad (5.24)$$

und mit $A(z, t)$ aus Gleichung 5.19 und unter Verwendung von Gleichung 5.20 und 5.21 folgt:

$$A(z, \Omega) = A(z = 0, \Omega) \cdot \exp(-i\frac{1}{2}\beta_2\Omega^2 z) \quad (5.25)$$

Daraus läßt sich eine Differentialgleichung ableiten und nach Transformation in den Zeitbereich mit der retadierten Zeitachse $t \equiv t - \beta_1 z$ ergibt die Propagationsgleichung für die Signalamplitude $A(z, t)$:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i\frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} \quad (5.26)$$

Betrachtet man die Ausbreitung gaußförmiger Pulse mit einer optischen Leistung P , wobei

$$P(z, t) = |A(z, t)|^2 \quad (5.27)$$

für $z = 0$ sei

$$P(z = 0, t) = P_0 \exp(-[t/t_0]^2), \quad (5.28)$$

t_0 bestimmt dabei die Anfangspulsbreite. Damit ergibt sich für die Amplitudenfunktion:

$$A(z = 0, t) = \sqrt{P_0} \exp(-\frac{1}{2}[t/t_0]^2) \quad (5.29)$$

Aus der Fouriertransformation dieser Gleichung erhält man $A(z = 0, \Omega)$, und mit Gleichung 5.25 erhält man $A(z, \Omega)$. Nach Rücktransformation in den Zeitbereich ergibt sich:

$$A(z, t) = \tilde{A} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{t^2}{t_0^2 - i\beta_2 z}\right) \quad (5.30)$$

Aus Gleichung 5.27 folgt dann für die optische Leistung:

$$P \sim \exp\left(-\frac{t^2}{t_0^4 + \beta_2^2 z^2}\right) \quad (5.31)$$

Betrachtet man Gleichung 5.28 dann kann eine z -abhängige Pulsbreite $t_1(z)$ angegeben werden, die durch die Gruppenverzögerungsdispersion β_2 und die Eingangspulsbreite t_0 bestimmt wird.

$$t_1(z) = t_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\beta_2 z}{t_0^2}\right)^2} \quad (5.32)$$

Die in den vorigen Abschnitten bestimmten Gruppenverzögerungsdispersionen entsprechen $GVD = \beta_2 z$. Damit kann aus Gleichung 5.32 die Abhängigkeit zwischen einer Eingangspulsbreite und der Ausgangspulsbreite bei Propagation durch ein photorefraktives Soliton als Wellenleiter bestimmt werden. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5.11 für die mittlere Gruppenverzögerung der Wellenleiter von $GVD = 3150 \text{ fs}^2$ dargestellt. Daraus ergibt sich eine minimale Ausgangspulsbreite von ca. 80 fs bei einer Eingangspulsbreite von ca. 60 fs. Damit wird die maximale Pulsübertragungsrate PR über ein Soliton als Wellenleiter in meinen experimentellen Untersuchungen auf

$$PR = 12,5 \text{ THz} \quad (5.33)$$

begrenzt. Selbst unter der Annahme der höchsten Schwankungsgrenze der Gruppenverzögerungsdispersion von $GVD = 5100$ ergibt sich noch eine Pulsübertragungsrate von $PR = 10 \text{ THz}$. Aus diesen Ergebnissen kann man schließen, dass die Datenübertragungsgeschwindigkeit von Solitonen als Wellenleiter für den infraroten Spektralbereich weit über die heutzutage verwendeten Übertragungsraten hinausgehen. Auch ist in den nächsten Jahren nicht mit solch hohen Übertragungsraten zu rechnen, daher ist eine Anwendung von photorefraktiven Solitonen als Wellenleiter in der optischen Nachrichtentechnik ohne effektive Begrenzung der Übertragungsraten möglich.

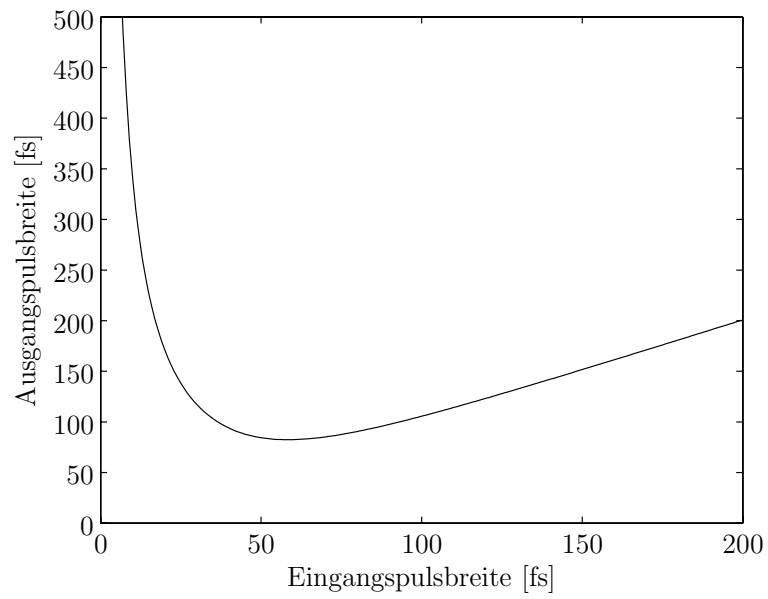


Abbildung 5.11: Darstellung der ausgehenden Pulsdauer in Abhängigkeit von der eingehenden bei einem GVD von 3150 fs^2

6 Mehr-Solitonensysteme als aktive und passive Bauelemente in der Telekommunikation

In den bisherigen Kapiteln dieser Arbeit wurden einzelne Solitonen auf ihre Möglichkeiten zur Wellenleitung in der optischen Nachrichtentechnik untersucht. Die Nutzung räumlicher Solitonen als Wellenleiter erscheint nur sinnvoll, wenn sich mit ihnen komplexere und aktive Bauteile in optischen Netzwerken realisieren lassen. Denn Glasfasern sind als einfache Wellenleiter, die in nahezu beliebiger Länge hergestellt werden können, den räumlichen Solitonen als Wellenleiter in Dämpfung und Preis weit überlegen. Es sind in der Vergangenheit schon einige Wellenleiterstrukturen aus mehreren Solitonen vorgestellt worden [12, 60]. Dabei sind in allen diesen Realisierungen die Wechselwirkungseigenschaften von photorefraktiven Solitonen von entscheidender Bedeutung. Es können zwischen räumlichen Solitonen Anziehungs- und Abstoßungskräfte auftreten, die zu einem komplexen Wechselwirkungsverhalten führen können. Die Grundlagen dieses Verhaltens werden in dem ersten Abschnitt dieses Kapitels behandelt. Daran anschließend werden bereits bekannte Wellenleiterstrukturen, wie ein Y-Verzweiger, ein X-Koppler und ein schaltbarer Signalmischer auf ihre Einsatzmöglichkeiten in der optischen Nachrichtentechnik im infraroten Spektralbereich hin untersucht. Im letzten Abschnitt wird eine Strahlschalterkonfiguration, die im Rahmen dieser Arbeit erstmals untersucht wurde, vorgestellt. Diese bildet auch die Grundlage für die im Kapitel 7 dargestellten Ergebnisse.

6.1 Grundlagen zur Untersuchung von Solitonensystemen

Propagieren mehrere unterschiedliche Strahlen mit der gleichen Wellenlänge in einem photorefraktiven Kristall, erzeugt jeder Strahl eine Brechungsindexmodulation, wenn das Material für diese Wellenlänge sensitiv ist. Daher kann durch Anlegen einer externen Spannung an den Kristall jeder einzelne Strahl ein räumliches Soliton bilden. Da aber die Brechungsindexmodulationen der einzelnen Solitonen auch Auswirkungen auf die Lichtverteilungen der anderen Solitonen haben können, wechselwirken die Solitonen miteinander, wenn der Abstand zwischen ihnen gering genug ist. Diese Wechselwirkungen in Solitonensystemen bilden die Grundlage der Realisierung der im Folgenden beschriebenen Wellenleiterstruktu-

ren. Im nächsten Abschnitt werden die Ursachen dieser Wechselwirkungen und die daraus resultierenden Folgen für die Propagation mehrerer Strahlen aufgezeigt, die jeweils die Brechungsindexstruktur im Material beeinflussen. Im darauffolgenden Abschnitt werden die notwendigen Modifikationen des numerischen Verfahrens zur Berechnung der Propagation in Solitonensystemen beschrieben. Daran anschließend wird der realisierte experimentelle Aufbau zur Untersuchung der Solitonensysteme und deren Übertragungseigenschaften im infraroten Spektralbereich vorgestellt.

6.1.1 Wechselwirkungseigenschaften photorefraktiver räumlicher Solitonen

Die Wechselwirkungseigenschaften zwischen räumlichen Solitonen sind auf die von ihnen erzeugte Brechungsindexmodulation zurückzuführen. Da diese Brechungsindexmodulation,

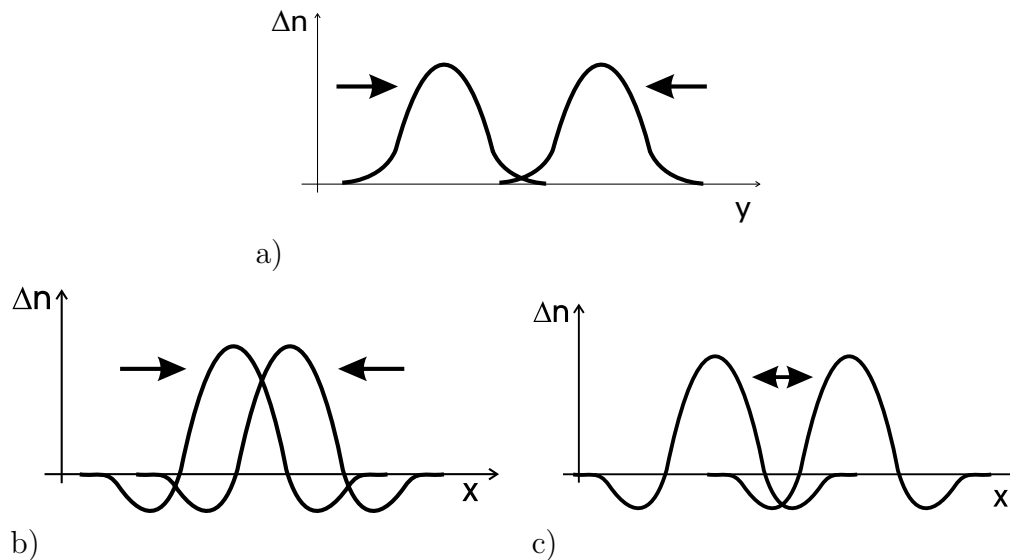


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Brechungsindexmodulation zweier benachbarter Solitonen. Senkrecht zum elektrischen Feld entlang der y-Achse ist die Brechungsindexmodulation ausschließlich positiv, und es ergibt sich immer eine Anziehung der Verteilungen a). Entlang des elektrischen Feldes kommt es bei geringem Abstand zur Anziehung b), während ab einem bestimmten Abstand durch die Bereiche negativer Brechungsindexmodulation Abstoßung vorherrscht c).

wie in Abbildung 2.6 gezeigt, anisotrop ist, sind die Wechselwirkungseigenschaften nicht nur von dem Abstand und der Ausbreitungsrichtung sondern auch von den relativen Positionen der verschiedenen Lichtverteilungen zueinander abhängig. Dabei unterscheiden sich

die Wechselwirkungseigenschaften bei einem bestimmten Abstand deutlich, je nachdem ob sie in einer Ebene senkrecht oder parallel zum angelegten elektrischen Feld orientiert sind. In Abbildung 6.1 sind Schnitte durch die Brechungsindexmodulationen entlang der beiden Achsen x und y dargestellt, und die Möglichkeiten der verschiedenen daraus resultierenden Wechselwirkungen sind angedeutet. Während in y -Richtung nur Anziehung erfolgt, ist je nach Abstand in x -Richtung Anziehung oder Abstoßung möglich. Herrscht Anziehung vor, können die Solitonen sich so nahe kommen, dass die geführten Intensitäten in das jeweils andere Soliton koppeln. Dies kann im Extremfall zu einem Verschmelzen der beiden Solitonen zu einer einzigen Struktur führen. Aufgrund dieser Anziehungs- und Abstoßungseffekte ergeben sich verschiedene Bewegungen der einzelnen Solitonen während der gleichzeitigen Propagation. Bei gleichzeitiger Anziehung in y -Richtung und Abstoßung in x -Richtung kann sich sogar eine Rotation der Solitonen umeinander ergeben [13, 61]. Diese Sachverhalte sind ausführlich theoretisch [14] und experimentell [5] untersucht worden. Für eine nähere Betrachtung sei auf diese Werke verwiesen. Bei der hier dargestellten Betrachtungsweise wurde davon ausgegangen, dass die jeweiligen Lichtverteilungen der einzelnen Solitonen inkohärent zueinander sind, daher spricht man auch von inkohärenter Wechselwirkung der Solitonen. Der kohärente Fall ist im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet worden, und es sei auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen [62].

6.1.2 Modifikation des numerischen Berechnungsverfahrens für Solitonensysteme

Bei mehreren unterschiedlichen Lichtstrahlen, die sich im Medium ausbreiten, ergeben sich für die in Kapitel 2.3 dargestellte Berechnungsmethode der Propagation von Licht, das nichtlinear mit dem Propagationsmedium wechselwirkt, eine Anzahl neuer Parameter. Das hier vorgestellte Berechnungsverfahren stützt sich, wie die bisherigen numerischen Betrachtungen, auf die Arbeiten von A. Stepken *et al.* [14, 63–65]. Die Intensitäten bzw. die Betragsquadrate der Amplitudenverteilung A_i der einzelnen N Lichtstrahlen addieren sich bei dem hier betrachteten Fall inkohärenter Wechselwirkung nach:

$$I(x, y) = \sum_{i=1}^N |A_i(x, y)|^2 \quad (6.1)$$

Die Gesamtintensität I liefert die Grundlage der Potentialberechnung nach Kapitel 2.3.1, und das berechnete Potential wird dann für die Berechnung in den N Wellengleichungen nach Kapitel 2.3.2 verwendet. In den vorherigen Kapiteln breitete sich das einfallende Licht stets entlang der z -Achse aus. In den folgenden Betrachtungen werden auch Ausbreitungsrichtungen mit kleinen Winkeln zur z -Achse zugelassen. Dadurch modifiziert sich die Wellengleichung für die Feldverteilung i zu:

$$2in_0k_0\partial_z A_i + \theta_{i,x} \cdot \partial_x A_i + \theta_{i,y} \cdot \partial_y A_i + \nabla_{\perp}^2 A_i + k_0^2 n_0^4 r_{333} \partial_x \tilde{\phi} A_i = 0 \quad (6.2)$$

mit den Winkeln $\theta_{i,x}$ und $\theta_{i,y}$ der verkippten Ausbreitungsrichtung zur z-Achse in x- und y-Richtung. Die Freiheitsgrade des Systems werden hierbei durch die Parameter der einzelnen Lichtverteilungen bestimmt. Dabei ergeben sich je nach Anzahl, Ausbreitungsrichtung, relativer Entfernung voneinander in Abhängigkeit von der Separation in x- und y-Richtung und Intensität und Form der Amplitudenverteilung unterschiedliche Ausbreitungen und Wechselwirkungen der einzelnen Verteilungen. Im Folgenden sind den experimentellen Ergebnissen die numerischen Berechnungen gegenübergestellt, da so die Propagationswege der einzelnen Solitonen und die Auswirkungen der einzelnen entscheidenden Parameter gut dargestellt werden können.

6.1.3 Experimenteller Aufbau zur Untersuchung von Solitonensystemen

Der in Abbildung 6.2 dargestellte experimentelle Aufbau ermöglicht die Realisierung und Untersuchung aller im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Solitonensysteme. Der dunkel-

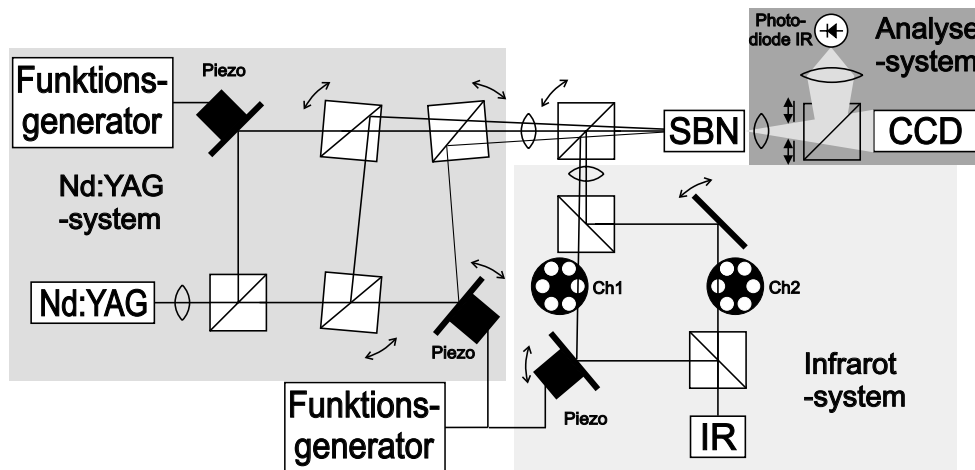


Abbildung 6.2: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung von Solitonensystemen

grau unterlegte Bereich (Nd:YAG-System) liefert drei unabhängig voneinander justierbare Strahlen des Nd:YAG-Lasers, die jeweils ein räumliches Soliton in den SBN-Kristall schreiben können. Die Inkohärenz der Strahlen wird durch die unterschiedliche periodische Modulation zweier Strahlwege erreicht. Die verbleibende zeitliche Kohärenz ist jedoch so schnell moduliert, dass der photorefraktive Kristall bei genügend hoher Modulationsgeschwindigkeit nicht auf die schnellen Intensitätsmodulationen reagiert. Die beiden Piezoaktuatoren müssen dabei mit verschiedenen Frequenzen betrieben werden, und eine niederfrequente Schwebung der beiden Frequenzen muss vermieden werden. Daher sind die Wechselwirkungen der Solitonen nur durch inkohärentes Verhalten geprägt.

Das Infrarotsystem, der heller unterlegte Bereich, liefert zwei unabhängig justierbare Infrarotstrahlen, und auch hier wird ein Arm mit einem Piezoaktuator moduliert, um effektiv die Kohärenz der Strahlen zu reduzieren. Die Infrarotstrahlen wechselwirken zwar nicht mit dem photorefraktiven Medium, aber bei der Beobachtung mit der CCD-Kamera sind die Interferenzeffekte störend und bei genügend schneller Modulation zeigt das Bild der CCD-Kamera nur noch die mittlere Intensitätsverteilung der infraroten Strahlung. Des Weiteren sind in beiden Armen Strahlzerhackerräder eingebracht, die unterschiedliche Amplitudenmodulationen der beiden Strahlen ermöglichen. Bei dem später beschriebenen Y-Verzweiger (Kapitel 6.2) und bei dem Strahlschalter (Kapitel 6.4) wird nur ein Infrarotstrahl verwendet; hierbei kann, wie in Kapitel 4 beschrieben, die Intensität des Lasers direkt moduliert werden.

Als Analysesystem dient die gleiche Anordnung wie die in Kapitel 3.4 zur Messung der Wellenleitungseffizienz beschriebene. Auf die CCD-Kamera wird die Rückfläche des Kristalls abgebildet; so kann die Position der einzelnen Ausgänge der Wellenleiterstrukturen betrachtet werden. Mit Hilfe einer Blende können einzelne Regionen der Endfläche abgeschattet werden und so können mit der Photodiode die einfallenden Signale an unterschiedlichen Stellen analysiert werden.

6.2 Y-Verzweiger

Der hier beschriebene Y-Verzweiger dient zur Verteilung eines Eingangssignals auf zwei Ausgänge. Bereits kurz nach der Entdeckung räumlicher Solitonen wurden ihre Möglichkeiten zur Lichtleitung in optischen Telekommunikationsnetzwerken diskutiert. 1999 wurde bereits eine Konfiguration, damals mit photorefraktiven (1+1)D-Solitonen, vorgestellt, welche die Intensität eines Eingangsstrahls auf zwei Ausgänge verteilt [12]. Dabei wurden zwei Solitonen als Wellenleiter nahe und parallel zueinander gebracht, und das in ein Soliton eingekoppelte Licht mit einer Wellenlänge von 980 nm koppelte über das evaneszente Feld in den anderen Wellenleiter. Mit (2+1)D-Solitonen wurde ebenfalls ein solcher Koppler realisiert, dabei koppelte ein Teil des geführten Lichtes an dem Kreuzungspunkt zweier Solitonen von dem einen in den anderen [60]. An diese Veröffentlichungen anknüpfend wurde im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls ein Y-Koppler realisiert und auf seine Übertragungseigenschaften im infraroten Spektralbereich hin untersucht. Dabei kamen zwei der drei Nd:YAG-Laserstrahlen aus dem in Abbildung 6.2 dargestellten Aufbau zum Einsatz. Diese wurden so justiert, dass beide auf dieselbe Position auf der Frontfläche des Kristalls treffen, allerdings unter unterschiedlichen Winkeln zur x-Richtung. Diese Konfiguration ist nahezu identisch mit der in [60] beschriebenen, nur liegt hier der Kreuzungspunkt der Strahlen direkt auf der Frontfläche des Kristalls. So koppelt der infrarote Strahl, der auf dieselbe Position der Frontfläche auftrifft, gleichzeitig in beide Wellenleiter ein. Dabei fällt der hier verwendete Infrarotstrahl senkrecht auf die Frontfläche (es wird nur einer

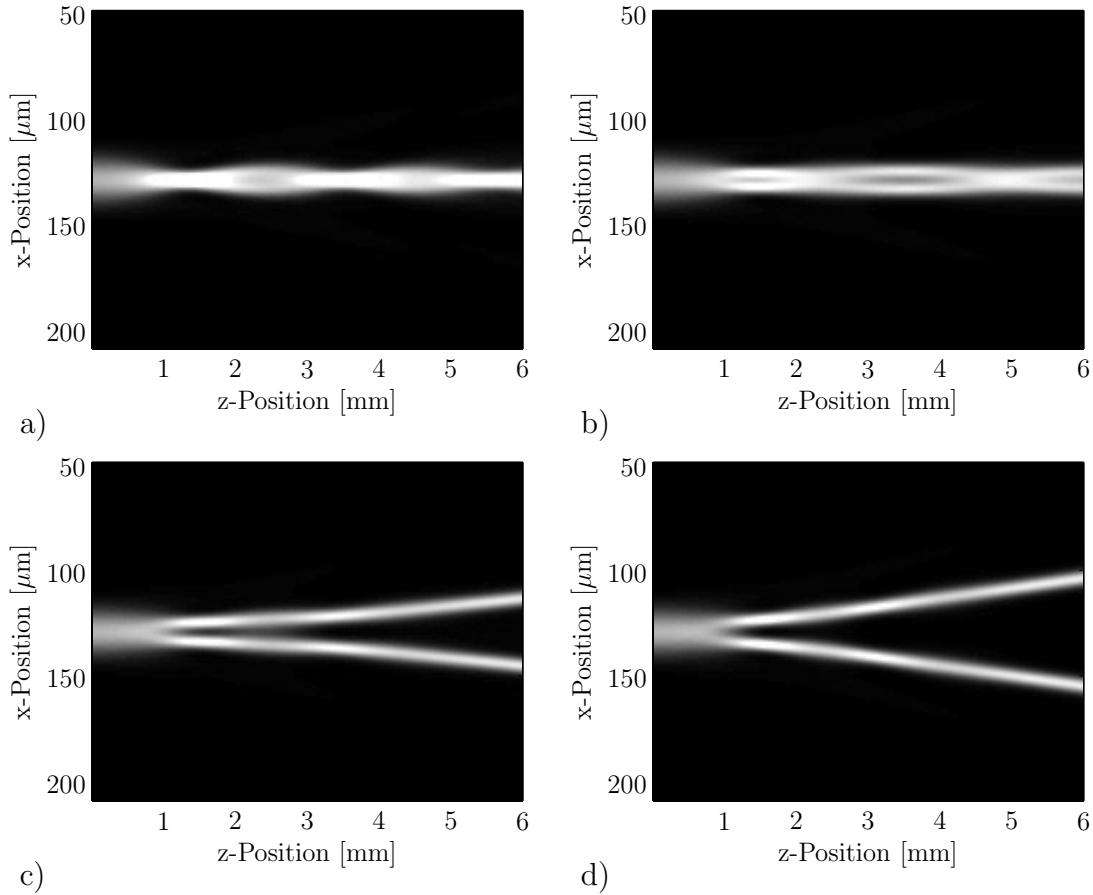


Abbildung 6.3: Propagationswege im photorefraktiven Material mit einem angelegten elektrischen Feld von 2,5 kV/cm bei Einstrahlung zweier Lichtverteilungen auf dieselbe Position der Eintrittsfläche, aber mit unterschiedlichen Winkeln zur Ausbreitungsrichtung. Der Winkel zwischen beiden Ausbreitungsrichtungen ist von a) bis d) 0,34°, 0,5°, 0,6° und 0,68°.

der beiden Infrarotstrahlen aus dem Aufbau aus Abbildung 6.2 verwendet). Die möglichen Propagationswege der Solitonen sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Es handelt sich dabei um numerische Simulationen, die einen guten Eindruck der Trajektorien der Solitonen ermöglichen. Im Experiment ist es leider nicht möglich diese Trajektorien durch eine Seitenfläche des Kristalls zu beobachten, da die Brechungsindexmodulation der Solitonen eine Abbildung stört. Weil die beiden Solitonen an der gleichen Position im Kristall entstehen, herrscht eine Anziehung zwischen den beiden, obwohl sich die Ausbreitungsrichtungen unterscheiden. Das bedeutet auch, dass bei zu kleinen Winkeln zwischen beiden die Anziehung überwiegt und die beiden Solitonen verschmelzen (Abbildungen 6.3 a) und b)). Steigt der Winkel zwischen den beiden Strahlen, entfernen sich die Solitonen voneinander, während bei noch kleinen Winkeln die Strahlen während der Propagation immer umeinander oszillie-

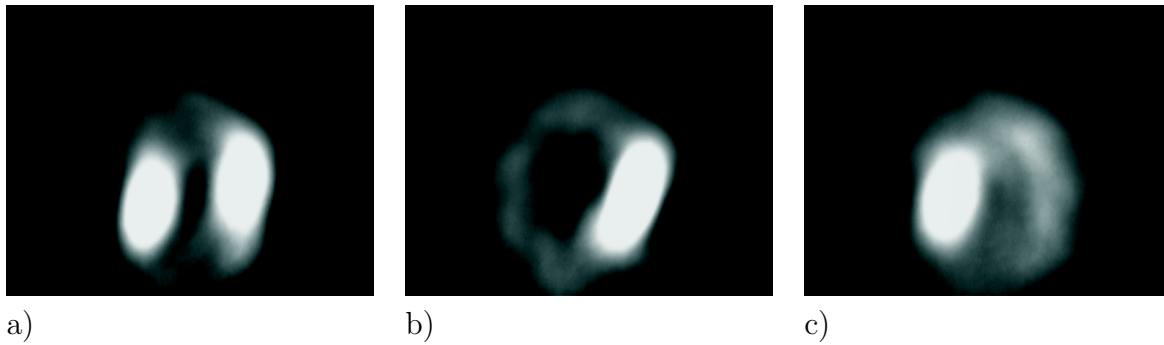


Abbildung 6.4: Durch den Y-Verzweiger geführte IR-Laserstrahlen auf der Rückfläche des Kristalls bei der Propagation durch beide a) und jeweils nur einen Wellenleiter b) und c).

ren (Abbildung 6.3 b)) kommt es ab einem bestimmten Winkel zur Trennung der Strahlen (Abbildungen 6.3 c) und d)). Nach der experimentellen Realisierung eines Y-Kopplers mit zwei getrennten Ausgängen und Einkopplung der infraroten Strahlung ergeben sich die in Abbildung 6.4 dargestellten Intensitätsverteilungen im infraroten Spektralbereich an der Ausgangsfläche des Kristalls. Zum Vergleich ist die Ausgangsfläche auch bei einzelner Propagation der Solitonen dargestellt, dabei fällt nur jeweils ein grüner Solitonenschreibstrahl alleine auf den Kristall (Abbildung 6.4 b) und c)). Mit Hilfe des in Abschnitt 6.1.3 beschriebenen Analysesystems können die Übertragungseigenschaften des Y-Kopplers untersucht werden. Dazu wird der Infrarotlaser, wie in Kapitel 4.3 beschrieben, mit zwei Funktionsgeneratoren moduliert, und daran anschließend werden die Signale vor dem Solitonensystem und an den beiden Ausgängen mit einer Photodiode detektiert. Um die einzelnen Ausgänge zu untersuchen, wird mit Hilfe der Abbildung auf der CCD-Kamera eine variable Blende so eingestellt, dass jeweils nur die Intensität eines Ausganges auf die Photodiode fällt. In Abbildung 6.5 sind die entsprechenden empfangenen Signale für eine Wellenlänge von 1575 nm dargestellt. Entsprechend den Untersuchungen in Kapitel 4.3 ist der gesamte Wellenlängenbereich als Bandbreite nutzbar und auch das Signal-zu-Rauschverhältnis liegt bei ca. 100 für alle drei Fälle. Das Signal-zu-Rauschverhältnis ändert sich nicht an den beiden Ausgängen, da sowohl die Signalstärke als auch die Rauschstärke im selben Maße gedämpft werden. Diese Untersuchungen belegen erstmals, dass eine effektive Übertragung auch in Solitonensystemen möglich ist, und nach Gleichung 4.4 ergibt sich eine Informationskapazität von ca. 90 Tbit/s. Dabei wird die hier bestimmte theoretisch mögliche Informationskapazität, wie auch bei einzelnen Solitonen als Wellenleiter (siehe Kapitel 4.3), nicht durch die Wellenleiterstruktur beschränkt.

Anhand dieser Messungen läßt sich auch die Wellenleitungseffizienz in diesem Solitonensystem bestimmen, da die Signalstärken mit den Intensitäten verknüpft sind. Dabei ergeben die Quotienten der Signalstärken nach den beiden Ausgängen und vor dem Solitonensystem die Wellenleitungseffizienz. Diese Auswertung ist in Abhängigkeit von der Wellenlänge in Abbildung 6.6 gezeigt. Es zeigt sich, dass an den einzelnen Ausgängen die Intensität in der-

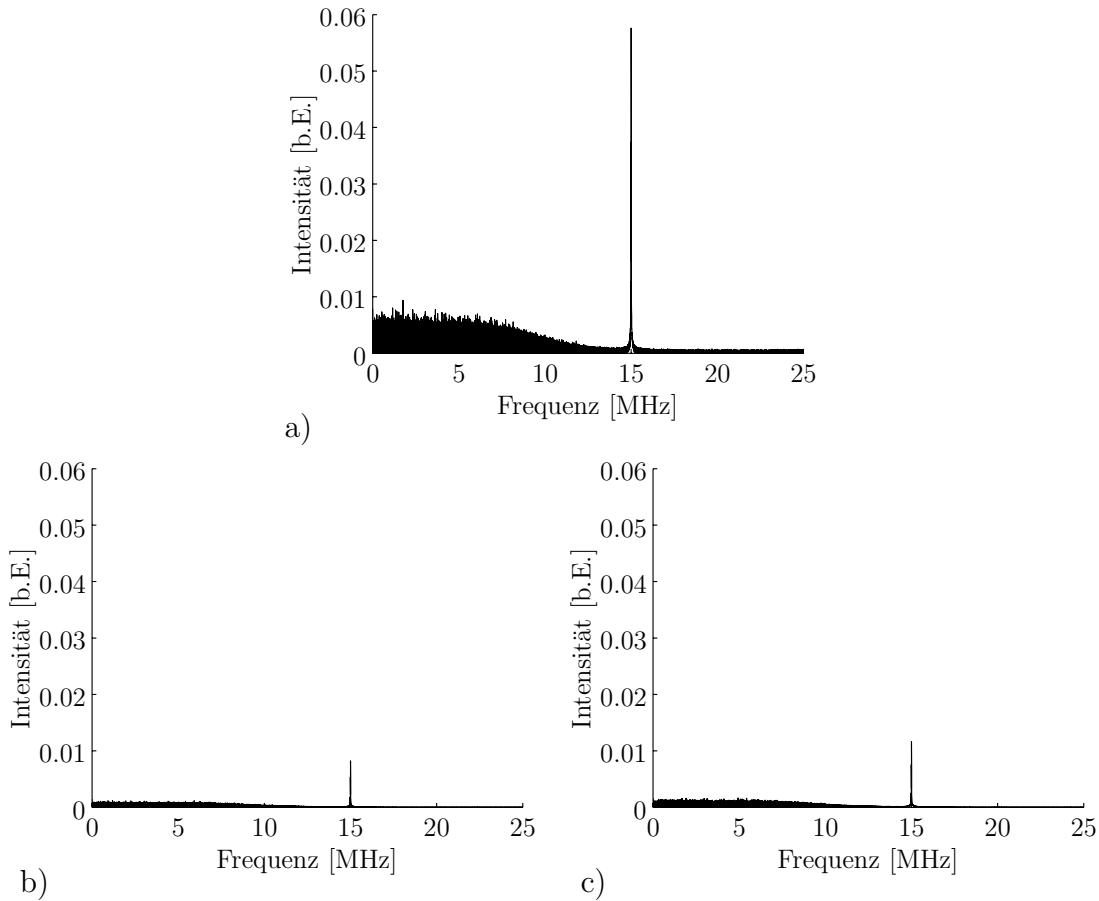


Abbildung 6.5: Das mit einer Photodiode detektierte Frequenzspektrum. In a) vor dem Solitonensystem und in b) und c) nach den beiden Ausgängen des Y-Kopplers.

selben Größenordnung liegt und es nahezu eine symmetrische Aufspaltung der Intensität gibt. Im Mittel beträgt die Wellenleitungseffizienz des einen Ausgangs 16 % im Vergleich zu 17 % des anderen Ausgangs. Die beiden einzelnen zusammengenommenen Wellenleitungseffizienzen ergeben eine mittlere Gesamtwellenleitungseffizienz von 33 %. Im Gegensatz zu einem einzelnen Soliton, wie aus Kapitel 3.4, mit einer mittleren Effizienz von ca. 45 %, entstehen durch die unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen zwischen den Solitonen und dem Infrarotstrahl Einkoppelverluste.

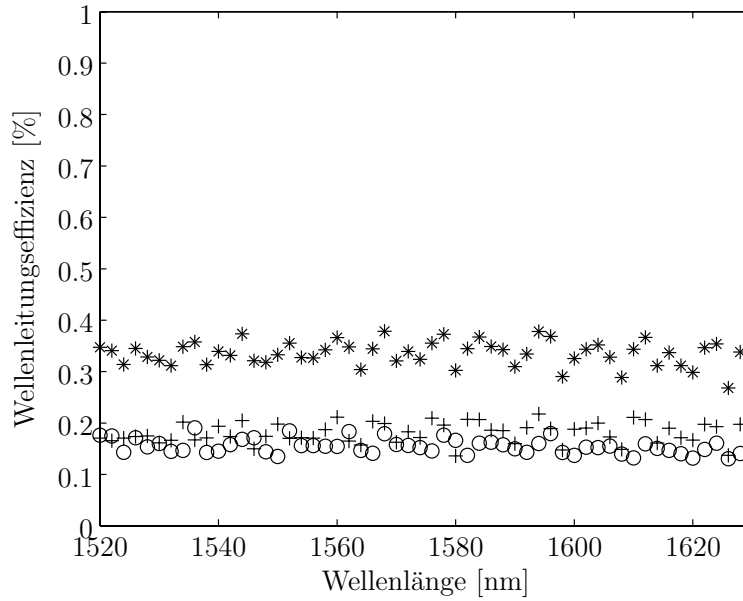


Abbildung 6.6: Die gemessene Wellenleitungseffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach den beiden einzelnen Ausgängen sind mit + und o markiert. Die Summe beider Ausgänge ist mit * markiert.

6.3 Schaltbarer Signalmischer

Als ein aktives Element in der optischen Nachrichtentechnik kann der im Folgenden beschriebene schaltbare Signalmischer eingesetzt werden. Dabei wird die in [5] gezeigte kontrollierte Fusion zweier Solitonen durch ein drittes ausgenutzt. Es werden dabei zwei Solitonen betrachtet, die sich entsprechend der Abbildung 6.7 a) parallel nebeneinander ausbreiten. Die Schwerpunkte der beiden Lichtverteilungen mit jeweils einer Breite von $20\ \mu\text{m}$ bei $1/e$ der maximalen Intensität haben hier dieselbe y-Koordinate, sind aber zu Beginn der Propagation im nichtlinearen Material entlang der Richtung des angelegten elektrischen Feldes in x-Richtung mit einem Abstand von $20\ \mu\text{m}$ voneinander entfernt. Wird nun ein dritter Strahl angeschaltet, der zwischen den ersten beiden propagiert, kann es bei genügend kleinem Abstand zu einer Verschmelzung aller drei Strahlen zu einem einzigen Wellenleiter kommen. In Abbildung 6.7 b) beträgt der Abstand zwischen dem mittleren und den beiden äußeren eingestrahlt Lichtverteilungen jeweils $10\ \mu\text{m}$ zu Beginn der Propagation, das heißt die mittlere Lichtverteilung überlappt mit den beiden äußeren um $10\ \mu\text{m}$. Bei größerem Abstand ergeben die numerischen Berechnungen die in Abbildung 6.7 c) und d) gezeigten Propagationswege, bei denen keine Verschmelzung der drei Solitonen mehr auftritt, dabei beträgt der Abstand zwischen der mittleren Verteilung und den beiden äußeren $15\ \mu\text{m}$ bzw. $20\ \mu\text{m}$. In c) ist noch deutlich eine Anziehung zu erkennen, und es kommt zum Energieaustausch zwischen dem mittleren und den beiden äußeren Solitonen. Danach überwiegt die Abstoßung und ein Verschmelzen wird verhindert. Im Experiment

kommen alle drei Nd:YAG-Laserstrahlen und beide Infrarotlaserstrahlen mit den Strahlzerhackern aus dem Versuchsaufbau in Abbildung 6.2 zum Einsatz. Die Strahlzerhacker dienen dazu, die beiden Infrarotstrahlen mit unterschiedlichen Frequenzen zu modulieren, um die beiden Strahlen in der Analyse unterscheiden zu können.

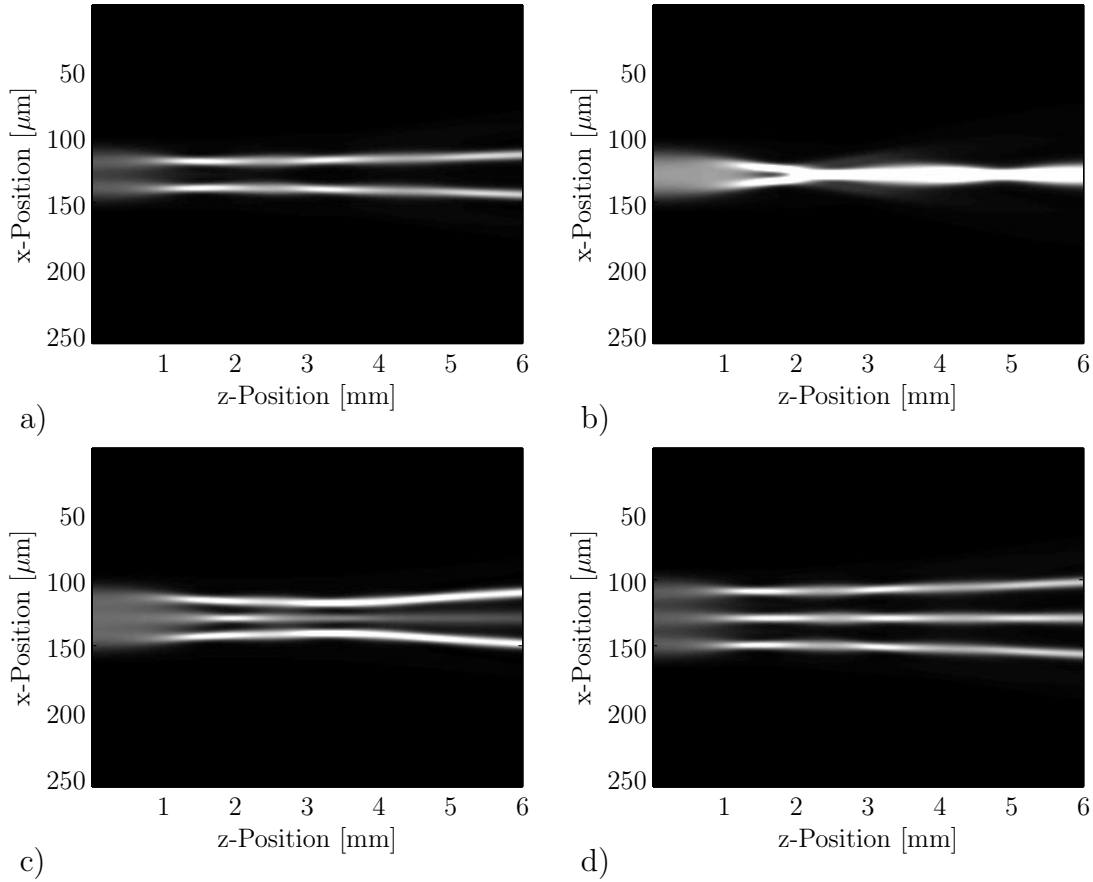


Abbildung 6.7: Propagationswege im Kristall bei einem angelegten elektrischen Feld von 2,5 kV/cm. In a) sind die Propagationswege zweier parallel zueinander eingestrahelter Lichtverteilungen dargestellt. In b) bis c) treffen drei Lichtstrahlen auf den Kristall und der Abstand der beiden äußeren steigt von b) bis c) an. In b) ist der Abstand beider äußerer Lichtstrahlen derselbe wie in a) und ein dritter Lichtstrahl trifft in deren Mitte dieser auf den Kristall.

Bei der experimentellen Realisierung ergeben sich die in Abbildung 6.8 dargestellten Intensitätsverteilungen der Infrarotstrahlung bei Propagation nur zweier Solitonen a) und bei der erreichten Verschmelzung dreier Solitonen b). Diese Darstellung zeigt, dass die beiden einzelnen Solitonen auch in y-Richtung leicht versetzt sind und die Verschmelzung nicht

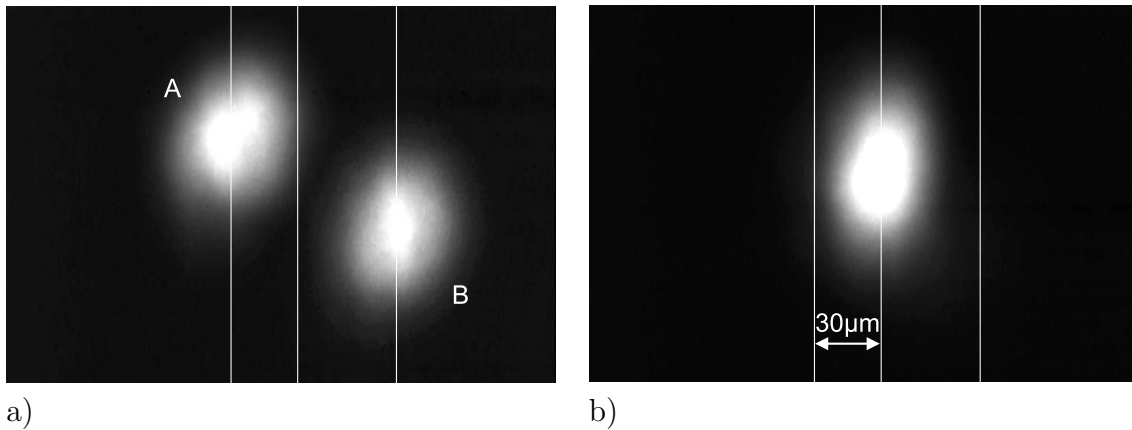


Abbildung 6.8: CCD-Bilder der Infrarotstrahlen auf der Rückfläche des Kristalls. In a) sind nur die beiden äußeren Solitonen erzeugt und es wird jeweils ein Infrarotstrahl in ein Soliton eingekoppelt. b) zeigt das Ergebnis bei Einstrahlung eines dritten Solitons mit der Verschmelzung zu einem Wellenleiter mit beiden Infrarotstrahlen.

ganz in der Mitte zwischen beiden stattfindet, allerdings beeinflussen diese justagebedingten Gegebenheiten nicht die angestrebte Funktion dieser Wellenleiterstruktur. Mit Hilfe der Blende im Versuchsaufbau können die einzelnen Verteilungen untersucht werden, und die Analyse des Modulationsspektrums (siehe Abbildung 6.5) ermöglicht Aussagen über die Intensitätsverteilungen der beiden Infrarotstrahlen. Dabei betragen die Eingangsintensitäten der Infrarotstrahlen 8 mW für den Strahl A und 6,5 mW für den Strahl B aus Abbildung 6.8. Die Spektren a) und b) aus der Abbildung 6.9 sind jeweils an den beiden Ausgängen aus Abbildung 6.8 a) gemessen. Die Intensität des linken Ausgangs (A) ist, wie auch die Eingangsintensität, stärker als die des rechten (B). Dies spiegelt sich auch in den Spektren wieder, dabei wird der Strahl A mit ca. 540 Hz und der Strahl B mit ca. 260 Hz moduliert. Es zeigt sich, dass an den einzelnen Ausgängen zwar beide Signale messbar sind, aber das Signal aus dem jeweils anderen Soliton deutlich abgeschwächt ist. Das Signal B im Wellenleiter A beträgt 12 % der Signalstärke, die es im eigenen Wellenleiter B hat. Umgekehrt hat das Signal A im Wellenleiter B immer noch 38 % seiner Signalstärke aus A. Zum einen ist dieses Kanalübersprechen auf die Verluste der einzelnen Kanäle zurückzuführen, da die Wellenleitungseffizienz eines Solitons als Wellenleiter nach Kapitel 3.4 ca. 45 % beträgt und der Rest der Intensität sich über einen weiteren Bereich auf der Rückfläche verteilt und so auch am jeweils anderen Ausgang ein messbares Signal liefert. Zum anderen koppelt ein Teil der infraroten Strahlung auch in den jeweils anderen Wellenleiter ein, besonders wenn die infrarote Strahlung aufgrund der Justage unter einem Winkel auf den eigenen Wellenleiter trifft und die Propagationsrichtung in Richtung des anderen Wellenleiters liegt, dies war in dem hier beschriebenen Experiment für den Strahl A der Fall.

Im mittleren Wellenleiter, der entsteht wenn der dritte Nd:YAG-Strahl eingeschaltet wird,

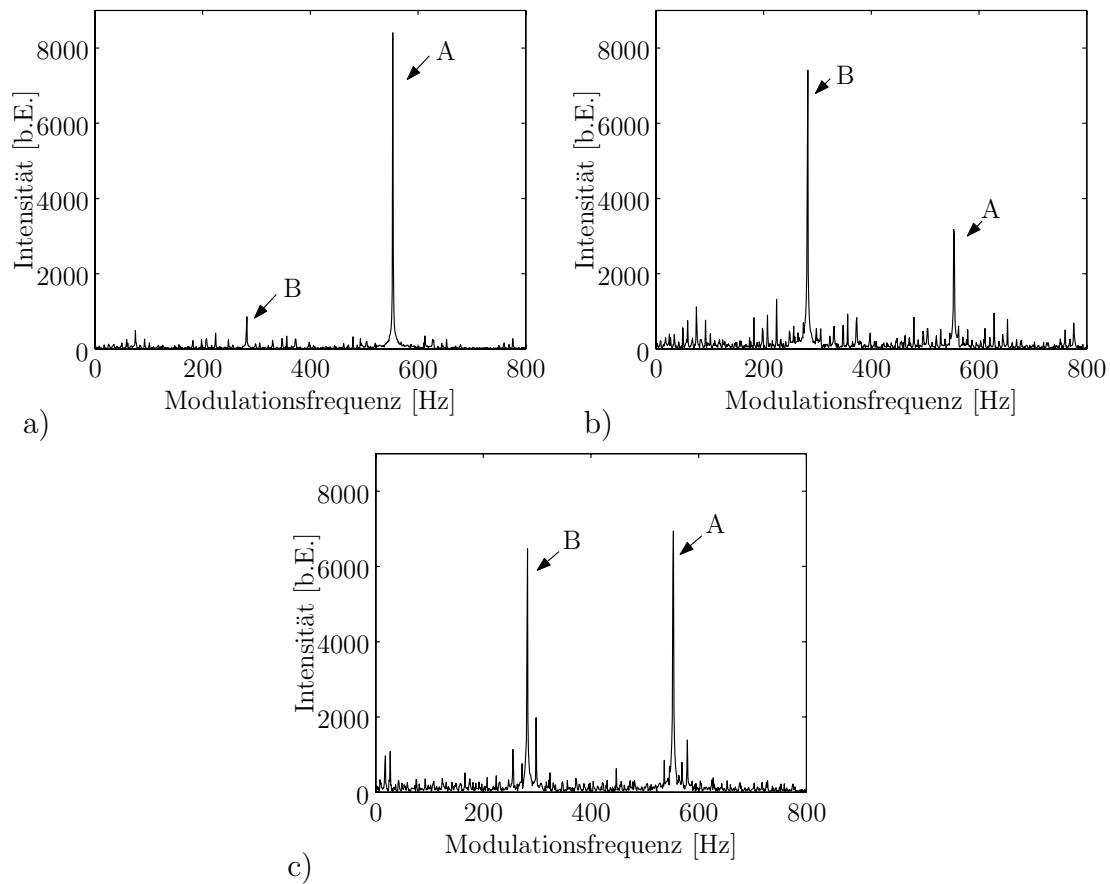


Abbildung 6.9: Mit einer Photodiode gemessene Spektren der verschiedenen Ausgänge des schaltbaren Signalmischers. In a) und b) sind die Spektren an den jeweils einzelnen Ausgängen aus Abbildung 6.8 a) dargestellt. In c) ist das Spektrum am Ausgang der verschmolzenen Solitonen aus Abbildung 6.8 b) gezeigt.

betragen die Signalstärken bei beiden Signalen über 80 % der Stärke in den jeweils einzelnen Wellenleitern. Das gemessene Spektrum dieses Ausgangs ist in der Abbildung 6.9 c) dargestellt, und auch hier ist die Intensität des Strahls A um 7 % höher als die Intensität des Strahls B. Allerdings ist die Eingangsintensität von A um 23 % höher als von B, aber aus der oben erwähnten verkippten Propagationsrichtung des Strahls A zum entsprechenden Wellenleiter ergeben sich höhere Wellenleitungsverluste.

6.4 Strahlschalter

Eine weitere Möglichkeit, photorefraktive räumliche Solitonen in der optischen Nachrichtentechnik einzusetzen, bietet der hier erstmals beschriebene Strahlschalter. Bei diesem Strahlschalter werden verschiedene Solitonen erzeugt, die unter verschiedenen Winkeln durch den Kristall propagieren. Dabei liegen die Anfangspunkte der Propagation auf derselben Stelle an der Frontfläche des Kristalls. Der Infrarotstrahl wird ebenfalls an dieser Stelle senkrecht zur Kristallfläche eingekoppelt. Zunächst wurde ein Strahlschalter mit drei unterschiedlichen Ausgängen realisiert, dazu wurden zwei Strahlen des Nd:YAG-Lasers verwendet. Diese trafen auf dieselbe Stelle an der Frontfläche des Kristalls, aber um ca. $0,1^\circ$ bzw. $-0,1^\circ$ verkippt zur Normalen der Oberfläche des Kristalls. Mit dieser Konfiguration

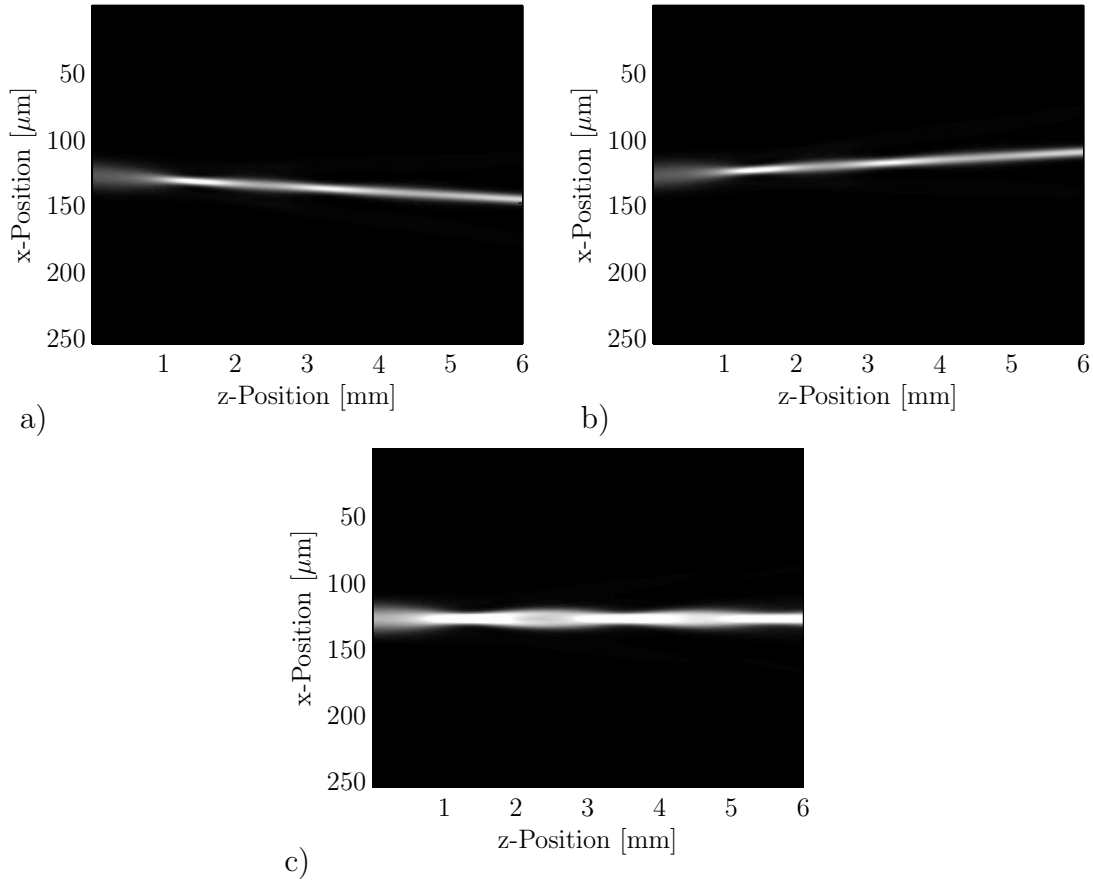


Abbildung 6.10: Propagationswege der Strahlschalterkonfiguration im Kristall bei einem angelegten elektrischen Feld von $2,5 \text{ kV/cm}$. In a) und b) ist die Propagation der einzelnen Solitonen und in c) ist die gemeinsame Propagation dargestellt.

können drei verschiedene Ausgänge mit einem angelegten elektrischen Feld von 3 kV/cm erzeugt werden, indem entweder die beiden Strahlen einzeln angeschaltet sind und sich so

zwei verschiedene Ausgänge ergeben oder beide gleichzeitig im Kristall propagieren und sich durch Verschmelzen der beiden Strahlen ein weiterer Ausgang ergeben kann. Abbildungen 6.10 a) und b) zeigen mögliche numerisch berechnete Propagationswege der beiden einzelnen Solitonen, allerdings im Gegensatz zum Experiment mit einer stärkeren Verkipfung von $0,17^\circ$ bzw. $-0,17^\circ$ zur Normalen der Eintrittsfläche. So ergeben sich zwei verschiedene Wellenleiter für das Infrarotlicht, und der Infrarotstrahl verläßt den Kristall an zwei unterschiedlichen Positionen. Die experimentell gemessenen Intensitätsverteilungen des Infrarotstrahls der entsprechenden Konfigurationen sind in den Abbildungen 6.11 a) und b) dargestellt. Ein dritter möglicher Ausgang ergibt sich bei gleichzeitiger Propagation beider Solitonen, da es wie in der Simulation (Abbildung 6.10 c)) zu einer Verschmelzung der beiden Strahlen kommt und der Infrarotstrahl den Kristall in der Mitte der beiden anderen Ausgänge verläßt (Abbildung 6.11 c)). In Anlehnung an [66] wurde zur Untersuchung

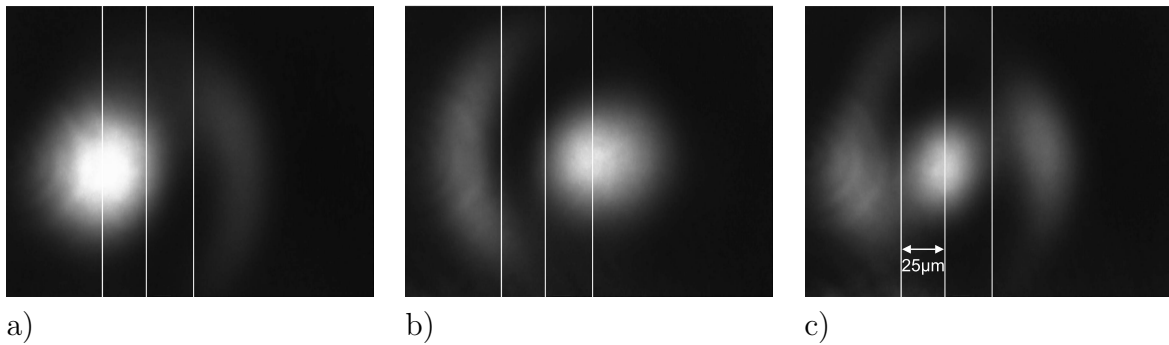


Abbildung 6.11: CCD-Bilder des Infrarotstrahls für die drei Strahl-schalterausgänge.

der Signalübertragung der Infrarotlaser mit Hilfe eines Audiosignals amplitudenmoduliert. In den Abbildungen 6.12 a), c) und e) sind jeweils die Audiosignale, die mit der Photodiode aufgenommen wurden, vor und nach den beiden äußeren Ausgängen dargestellt. In b), d) und f) ist jeweils der gleiche Ausschnitt aus dem Frequenzspektrum dargestellt, dabei läßt sich, wie erwartet, eine Übertragung der gesamten Information des Audiosignals feststellen mit einer Dämpfung der Signale aufgrund der Wellenleitungsverluste. Aus den Signalstärken kann die Wellenleitungseffizienz der einzelnen Kanäle auf 38 % bzw. 42 % bestimmt werden.

Im nächsten Kapitel ist eine umfassendere Untersuchung der Möglichkeiten eines Strahl-schalters enthalten.

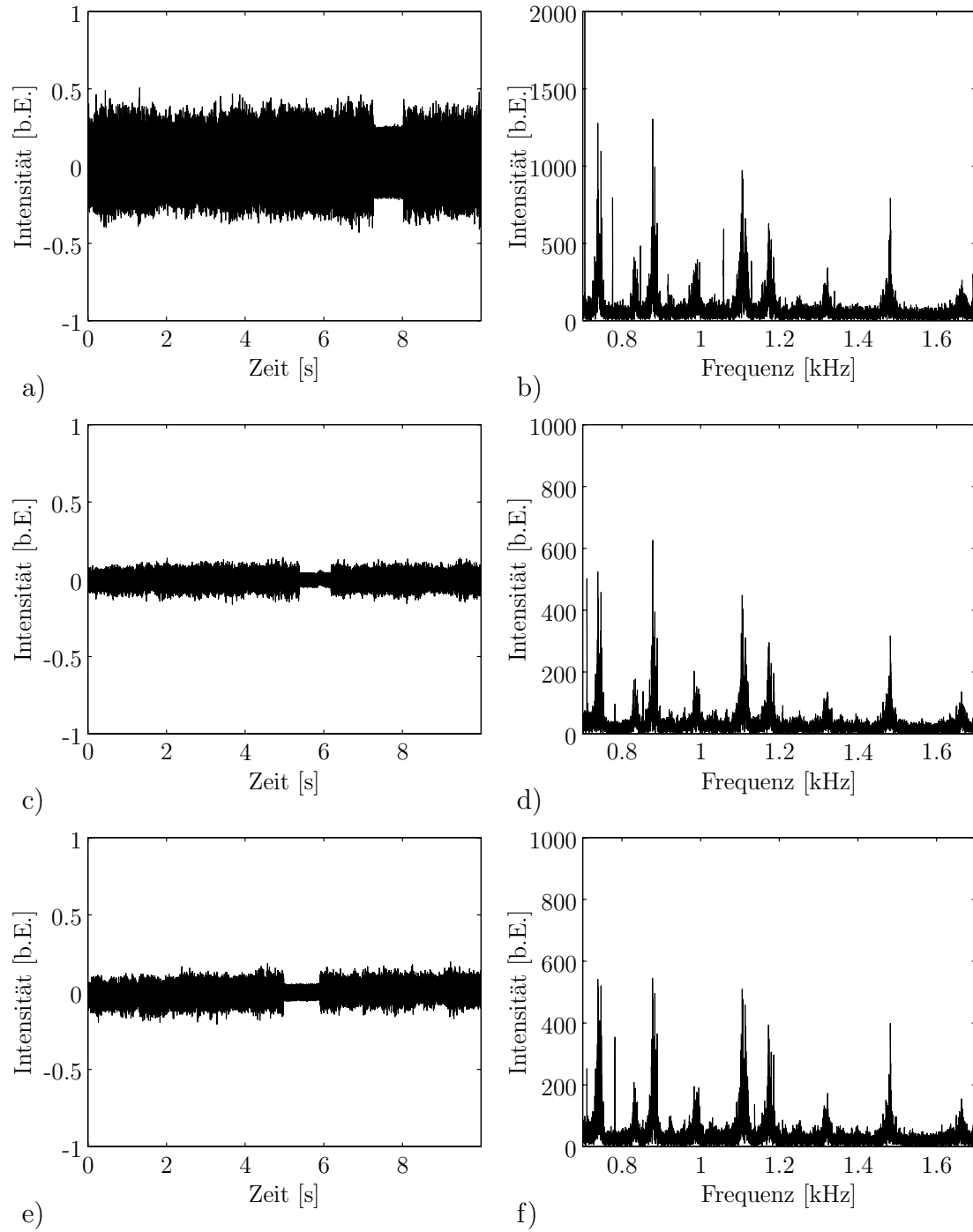


Abbildung 6.12: Musiksignale (linke Spalte) und Ausschnitte aus den Spektren (rechte Spalte) vom Eingangssignal (obere Zeile) und den Ausgangssignalen der beiden äußeren Kanäle des Strahlschalters

7 Realisierung eines 1xN Strahlschalters

Die im vorigen Kapitel vorgestellten Elemente für die optische Nachrichtentechnik sind mit bis zu drei verschiedenen Solitonenstrahlen realisiert worden, und es konnten maximal drei verschiedene Ausgänge erzeugt werden. In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich die verkippten Strahlrichtungen auf die Übertragung des Infrarotstrahls auswirken und wie viele verschiedene Ausgänge sich auf diese Weise erzeugen lassen. Zunächst wird auf die Auswirkungen der Verkipfung der Solitonenstrahlen zu dem geführten Infrarotstrahl eingegangen. Daran anschließend wird die experimentelle Realisierung eines 1x8 Strahlschalters beschrieben.

7.1 Auswirkung der Propagationsrichtungen

Die bisher in dieser Arbeit beschriebenen optischen Elemente wurden durch Verkipfung oder Verschiebung der einzelnen Strahlen in x-Richtung entlang des angelegten elektrischen Feldes erzeugt, allerdings ist eine Realisierung eines Strahlschalters nicht nur auf Änderungen in diese Richtung beschränkt. Trifft der Infrarotstrahl senkrecht auf die Kristalloberfläche, nimmt die Wellenleitungseffizienz mit größer werdendem Winkel der Solitonen zur Kristalloberfläche ab und diese Abhängigkeiten sind für eine Verkipfung in x- oder y-Richtung auf Grund der anisotropen Brechungsindexverteilung der Solitonen unterschiedlich. In Abbildung 7.1 sind drei Beispiele für verschiedene Ausgänge eines Strahlschalters dargestellt, dabei sind den experimentellen Ergebnissen die numerischen gegenübergestellt. In den Abbildungen 7.1 a) und b) besteht keine Verkipfung des Solitons als Wellenleiter zum eingekoppelten infraroten Strahl, während in c) und d) eine Verkipfung in x-Richtung, der Richtung des angelegten elektrischen Feldes, und in e) und f) eine Verkipfung in y-Richtung besteht. Es ist ersichtlich, dass die Intensität der geführten Infrarotstrahlung bei parallelen Propagationsrichtungen für das Soliton und den infraroten Signalstrahl (Abbildungen 7.1 a) und b)) deutlich größer ist als bei zueinander verkippter Propagation (c),d),e) und f)). Ein Unterschied bei der Verkipfung der Solitonen in x- und y-Richtung ergibt sich aus der elliptischen Form des Wellenleiters und den Bereichen negativer Brechungsindexmodulation in Richtung des angelegten elektrischen Feldes. Daher ergeben sich unterschiedliche Reflexionsbedingungen aus dem Brechungsgesetz nach der Gleichung 3.1 für den Grenzbereich zwischen Kern und Mantel des Wellenleiters in x- und y-Richtung, wobei in x-Richtung ein größerer Brechungsindexunterschied aufgrund

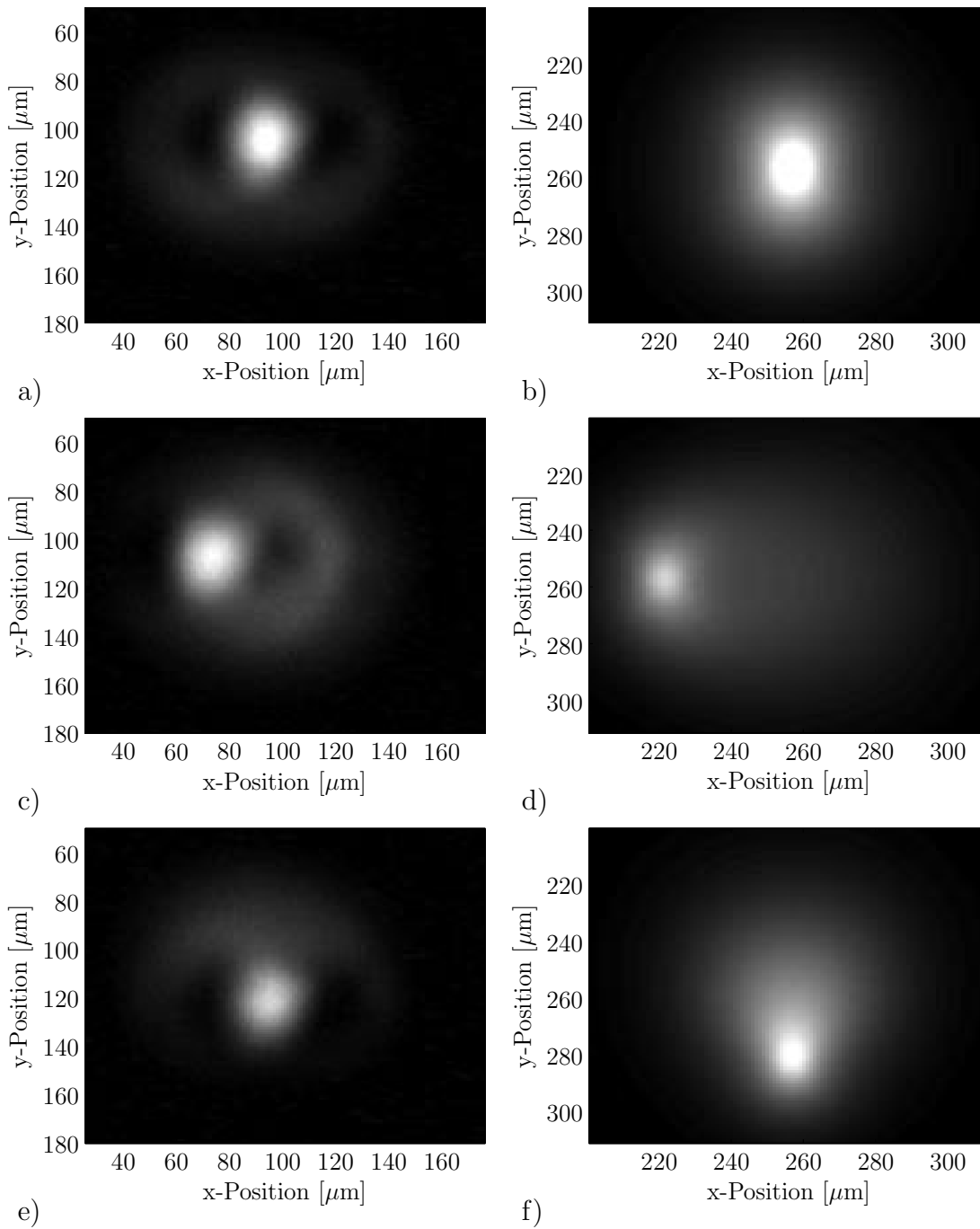


Abbildung 7.1: Die Bilder zeigen die Verteilung infraroter Strahlung nach Propagation durch 6 mm des SBN-Kristall mit jeweils einem eingeschriebenen Soliton als Wellenleiter. In der linken Spalte sind die experimentellen Ergebnisse bei keiner Verkippung (a), Verkippung in x- (c) und y-Richtung (e) des Wellenleiters zur Ausbreitungsrichtung der infraroten Strahlung dargestellt. Die rechte Spalte zeigt die zugehörigen Simulationen.

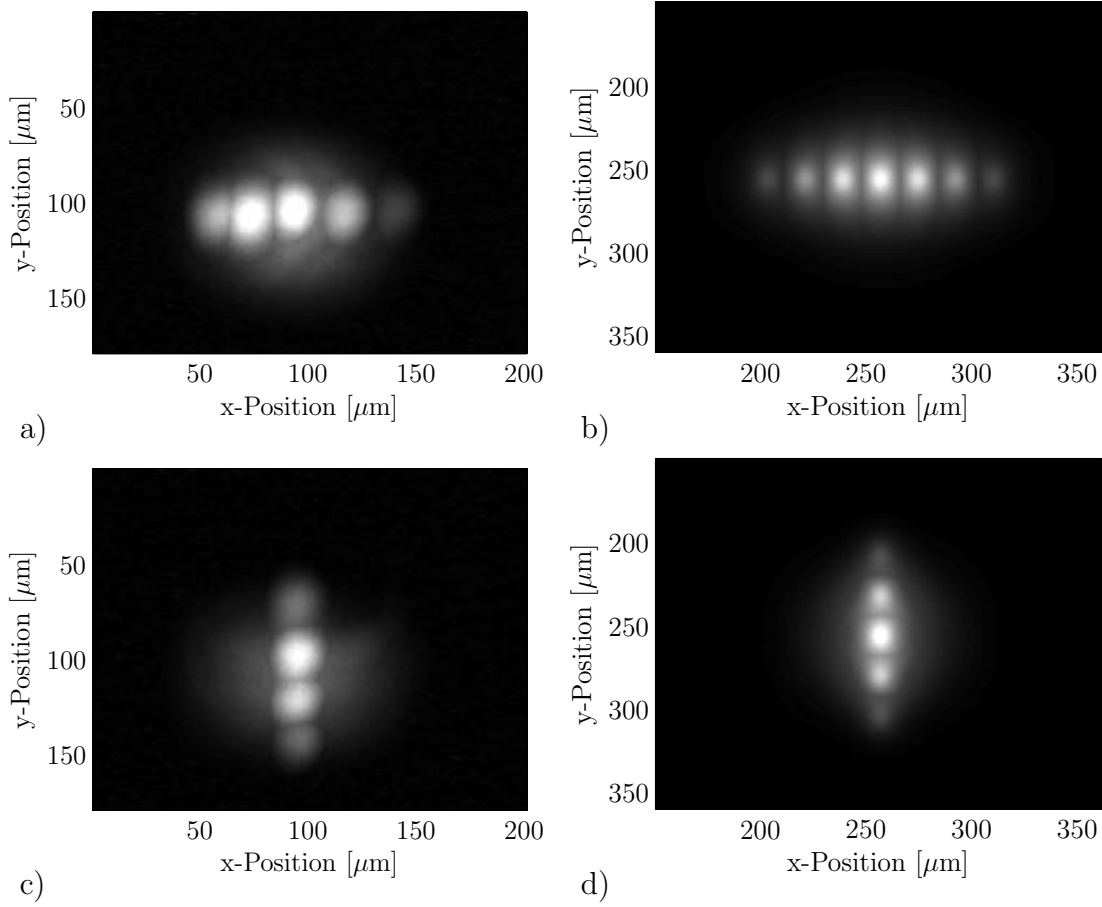


Abbildung 7.2: Die Abbildungen zeigen die aufaddierten Intensitätsverteilungen der infraroten Strahlung nach Propagation durch 6 mm des SBN-Kristall mit jeweils einem eingeschriebenen Soliton als Wellenleiter. In a) und c) sind 5 bzw. 4 experimentell erzeugte Intensitätsverteilungen für verschiedene Winkel zur x- bzw. y-Achse aufaddiert. Die entsprechenden numerischen Ergebnisse sind in b) und d) dargestellt.

der negativen Brechungsindexmodulation besteht und daher eine bessere Führung der Intensität im Kern erreicht wird. Sollen mehrere verschiedene Ausgänge des Strahlschalters realisiert werden, müssen zur Trennung der Ausgänge in y-Richtung die Abstände größer sein als zur Trennung in x-Richtung [5]. In Abbildung 7.2 sind Ergebnisse für die Verkipfung in x- und y-Richtung dargestellt. Dabei sind die einzelnen Intensitätsverteilungen der Ausgänge elektronisch addiert worden, um die Möglichkeit der Separation der einzelnen Ausgänge zu verifizieren. Die Ergebnisse der numerischen Simulationen in b) und d) zeigen, dass bei Verkipfung entlang der x-Richtung sich mehr Ausgänge realisieren lassen

als in y-Richtung. Des Weiteren sind die geführten Intensitäten für die Verkipfung in x-Richtung auch größer als bei Verkipfung um den gleichen Betrag in y-Richtung. In den Experimenten a) und c) ist dieser Sachverhalt ebenfalls zu erkennen, da in a) bei Verkipfung in x-Richtung noch ein Ausgang bei einer x-Position von ca. $140 \mu\text{m}$ realisiert werden konnte. Der Gegenpart zu diesem Punkt auf der anderen Seite von der Mitte konnte experimentell nicht realisiert werden, da der Wellenleiter gegen die Seitenfläche des Kristalls führte und dort durch die Reflexionen gestört wurde. Die Wellenleitungseffizienzen der einzelnen Ausgänge aus den Abbildungen 7.2 a) und c) sind in Tabelle 7.1 mit Angabe des Verkipfungswinkels des Wellenleiters zur Kristalloberfläche angegeben.

θ_x	Wellenleitungseff.	θ_y	Wellenleitungseff.
-0.26°	16%	-0.46°	5%
-0.12°	38%	-0.07°	37%
0.11°	42%	0.24°	17%
0.34°	19%	0.53°	2%
0.60°	4%		

Tabelle 7.1: Die Wellenleitungseffizienzen in Abhängigkeit von einer Verkipfung des Wellenleiters in x-Richtung um den Winkel θ_x zur Kristalloberfläche und in y-Richtung mit dem Winkel θ_y .

7.2 Experimentelle Realisierung eines 1x8 Strahlschalters

Bei Anwendungen eines Strahlschalters in der optischen Telekommunikation kann es wünschenswert sein, dass alle Ausgänge die gleiche Ausgangsintensität zur Verfügung stellen. Aufgrund der im vorigen Abschnitt beschriebenen Abhängigkeiten der Wellenleitungseffizienz vom Verkipfungswinkel ist es dazu notwendig, Winkelpaare (θ_x und θ_y) zu finden, die jeweils gleiche Wellenleitungseffizienzen zur Verfügung stellen. Dabei ist zu beachten, dass bei steigender Anzahl der Kanäle größere Winkel benutzt werden müssen und sich daher die Wellenleitungseffizienz verringert. In Abbildung 7.3 ist ein experimentell realisierter Strahlschalter mit 8 verschiedenen Ausgängen gezeigt, dabei sind wieder die einzelnen Intensitätsverteilungen der Ausgänge elektronisch addiert worden. Die Wellenleitungseffizienz des realisierten 1x8 Strahlschalters variiert bei den einzelnen Ausgängen zwischen 19 % und 22 %. Zur Erläuterung sei nochmal darauf hingewiesen, dass jeweils mit einem grünen Nd:YAG-Laserstrahl ein Soliton geschrieben wird und der Infrarotstrahl so in einen Wellenleiter einkoppelt. Zu jedem Zeitpunkt besteht also nur ein Wellenleiter mit einem Ausgang. Da nach dem Abschalten des Solitonenschreibstrahls die Brechungsindexstruktur nicht instantan verschwindet aufgrund der Zeit, welche zur Umverteilung der Ladungsträger im Material vergeht, ist für das Umschalten zwischen den verschiedenen Ausgängen eine ge-

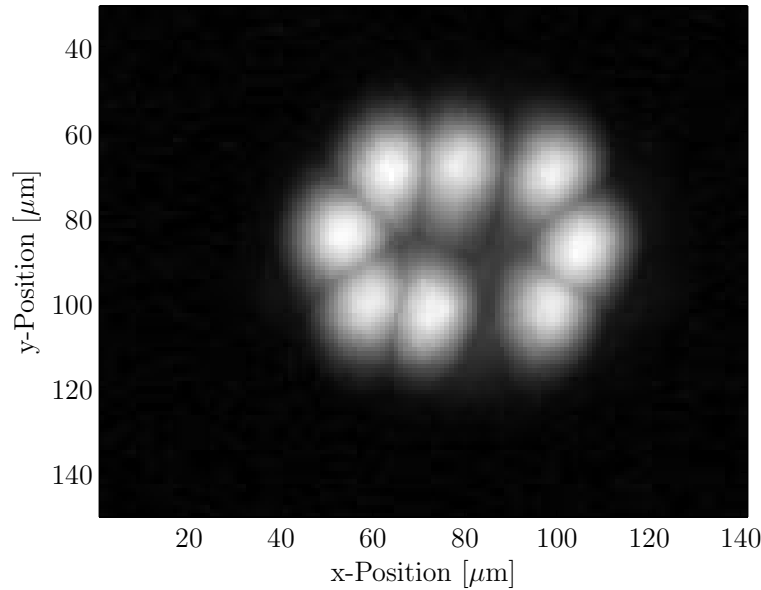


Abbildung 7.3: Darstellung der experimentellen Realisierung eines 1x8 Strahlschalters. Die acht verschiedenen infraroten Intensitätsverteilungen auf der Endfläche des SBN-Kristalls sind elektronisch aufaddiert worden.

wisse Zeitspanne vonnöten. Daher ist im nächsten Abschnitt eine Untersuchung dieser Schaltzeit enthalten.

7.3 Schaltzeituntersuchungen

Eine wichtige Eigenschaft bei einem Schalter ist in vielen Fällen die Schaltgeschwindigkeit, besonders in der optischen Telekommunikation sollen die Schaltgeschwindigkeiten in den meisten Anwendungen möglichst hoch sein. Die Bildung photorefraktiver optischer räumlicher Solitonen in SBN kommt durch die Bewegung von Ladungsträgern in diesem Kristall zustande. Dabei ist die Bildung eines Solitons nach dem Einstrahlen eines Laserstrahls mit einer Zeit von wenigen Sekunden noch recht schnell, da die Elektronen ins Leitungsband angeregt werden und sich dort schnell bewegen können. Nach dem Abschalten des Laserstrahls hängt die Geschwindigkeit des Verschwindens der Brechungsindexmodulation von der Dunkelleitfähigkeit des Kristalls und auch von der Hintergrundbeleuchtung ab. Bei geringer Hintergrundbeleuchtung ist daher die Einschaltgeschwindigkeit wesentlich kürzer als die Ausschaltgeschwindigkeit eines Strahlschalters. Die Ausschaltgeschwindigkeit kann dabei zwischen ein paar Minuten bis zu Stunden liegen, je nach Hintergrundbeleuchtung und Eigenschaften des Kristalls. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment zur Untersuchung der Möglichkeiten zur Schaltzeitverbesserung durchgeführt. Dabei wurden

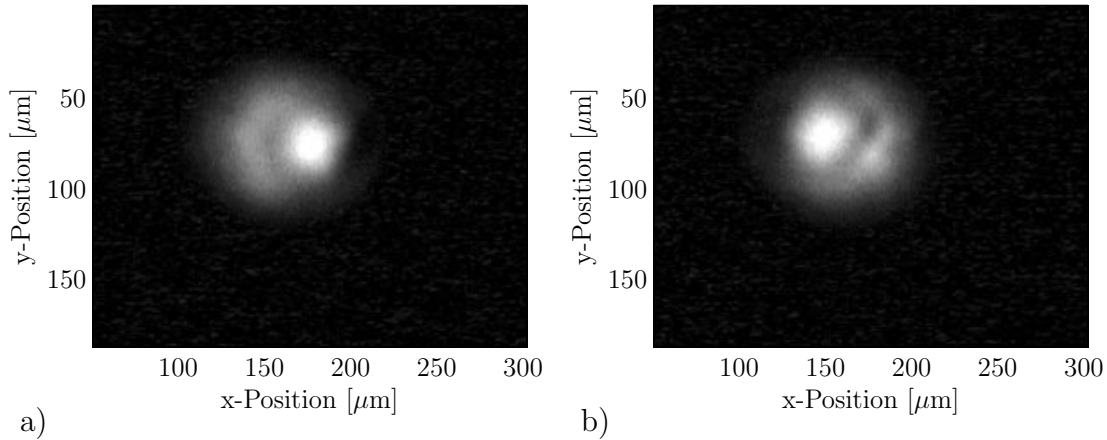


Abbildung 7.4: Die Abbildungen zeigen die beiden verschiedenen infraroten Intensitätsverteilungen an der Endfläche des photorefraktiven Kristalls, die durch zwei verschiedene Strahlschalterausgänge realisiert wurden.

zwei Ausgänge des oben beschriebenen Strahlschalters verwendet und die Umschaltung zwischen diesen beiden untersucht. Zu diesem Zweck wurden zwei Nd:YAG-Laserstrahlen so justiert, dass sie den Kristall auf demselben Punkt auf der Frontfläche treffen, zwei Solitonen als Wellenleiter bilden und an zwei unterschiedlichen Punkten den Kristall verlassen. Der Infrarotstrahl wurde dann ebenfalls auf denselben Punkt auf der Frontfläche fokussiert, um eine Einkopplung in den jeweiligen geschriebenen Wellenleiter zu erreichen. Zunächst wurde dann einer der Nd:YAG-Strahlen abgedeckt und mit dem anderen ein Soliton in den Kristall geschrieben. Die Rückfläche des Kristalls wurde dann auf eine im infraroten Spektralbereich empfindliche CCD-Kamera abgebildet. Nach dem Ausbilden des ersten Wellenleiters wurden dann in kurzen Abständen von ca. 0,1 Sekunden Bilder der Rückfläche und des eingekoppelten Infrarotlichtes gespeichert. Danach wurde der eine Nd:YAG-Strahl abgedeckt und der andere geöffnet. Anhand der aufgenommenen Bilder läßt sich so eine Aussage über die Umschaltgeschwindigkeit des Strahlschalters machen. Die Umschaltgeschwindigkeit wird dabei schneller bei stärkerer Hintergrundbeleuchtung, da die Leitfähigkeit des photorefraktiven Kristalls und damit die Umverteilungsgeschwindigkeit der Ladungsträger ebenfalls mit stärkerer Hintergrundbeleuchtung steigt. Für die Hintergrundbeleuchtung stand eine Halogenlampe mit einer Leistung von 90 W zur Verfügung, und zum Erreichen der schnellsten Umschaltgeschwindigkeit wurde die volle Leistung verwendet. Allerdings muss das Verhältnis zwischen der Hintergrundbeleuchtung und der Intensität des Nd:YAG-Laserstrahls angepasst werden, um immer noch ein räumliches Soliton erzeugen zu können [5]. Die beiden verschiedenen Ausgänge sind in den Abbildungen 7.4 a) und b) dargestellt. Die starke Hintergrundbeleuchtung wirkt sich bei der Abbildung auf die CCD-Kamera negativ aus, da mehr Streulicht auf den Sensor fällt. Die beiden Bilder sind in einem zeitlichen Abstand von 3 Sekunden gemacht worden, da nach dieser Zeit der Übergang von dem einen Ausgang zum anderen nahezu vollständig erfolgt war. Dabei kann

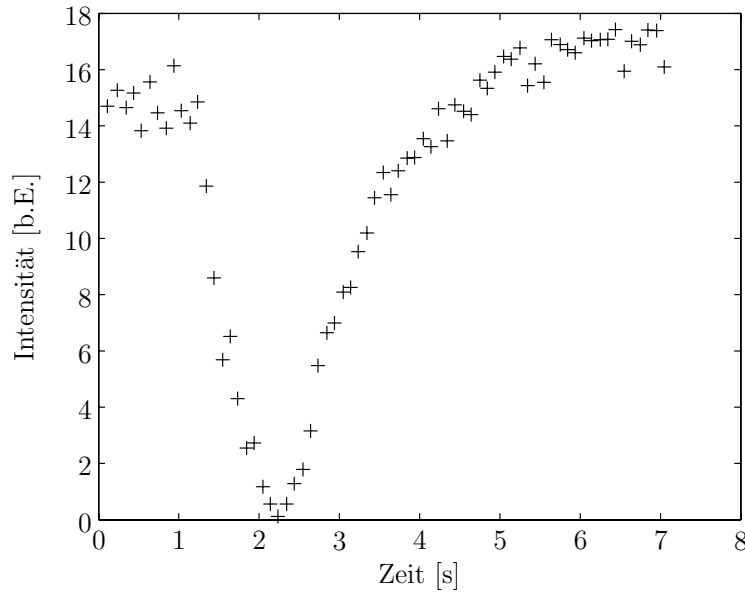


Abbildung 7.5: Zeitliche Abhängigkeit der Intensitätsverteilung beim Umschalten zwischen den beiden Strahlschalterausgängen aus Abbildung 7.4.

mit Hilfe einer Analyse der aufgenommenen Bilder die Umschaltzeit bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird über die Pixel der Bilder integriert, deren Intensitätswerte über einer bestimmten Schwelle liegen. Diese Schwelle ist dabei so anzusetzen, dass nur über die Maxima der Intensitätsverteilungen integriert wird. Dies gewährleistet, dass nur in den Solitonen geführtes Licht berücksichtigt wird. In Abbildung 7.5 ist das Ergebnis dieser Integration über die Zeit dargestellt. Dabei läßt sich erkennen, dass der Intensitätswert während der Umschaltung einbricht. Als Umschaltzeit wird die Zeit angenommen, die zwischen dem Beginn des Abfalls des Intensitätswertes und dem Wiedererreichen des vorherigen maximalen Intensitätswertes liegt. Wie oben bereits angegeben, liegt diese Zeit bei 3 Sekunden, und die Bilder zu dem Start- und Endpunkt der Umschaltung sind in den Abbildungen 7.4 a) und b) gezeigt.

Die Präzision der hier dargestellten Schaltzeitmessung wird durch das manuelle Schließen und Öffnen der beiden einzelnen Kanäle negativ beeinflusst, dieser Vorgang liegt allerdings in der Größenordnung von Sekundenbruchteilen, und ist damit deutlich kleiner als die bestimmte Umschaltzeit. Des Weiteren sollte im Rahmen dieser Arbeit nur gezeigt werden, dass eine Schaltzeit von wenigen Sekunden ohne einen großen Aufwand zu realisieren ist.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Der erste Abschnitt dieses Kapitels enthält die Zusammenfassung dieser Arbeit und stellt die erreichten Ergebnisse heraus. Daran anschließend werden im Abschnitt 8.2 mögliche zukünftige Anwendungen photorefraktiver räumlicher Solitonen in der optischen Nachrichtentechnik aufgezeigt und Anregungen für weitere wissenschaftliche Untersuchungen gegeben.

8.1 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Anwendbarkeit photorefraktiver räumlicher Solitonen als Wellenleiterstrukturen im infraroten Spektralbereich zur Informationsübertragung in der optischen Nachrichtentechnik. Da bisher nur die Wellenleitungseigenschaft gezeigt wurde, aber keine Untersuchungen zur möglichen Informationsübertragung durchgeführt wurden. Insbesondere sollten die verschiedenen möglichen aktiven und passiven Wellenleitungselemente aus mehreren Solitonen auf ihre Verwendungsmöglichkeiten zur Informationsübertragung untersucht werden.

Zu Beginn dieser Arbeit sind die theoretischen Grundlagen dargelegt, die bei der Bildung photorefraktiver Solitonen von Bedeutung sind. Des Weiteren wird das verwendete numerische Berechnungsverfahren für die Propagation elektromagnetischer Wellen in einem photorefraktiven Material vorgestellt, welches auf den Arbeiten von A. Stephen basiert [14]. Als Ergebnisse sind eine experimentelle und eine theoretisch berechnete Realisierung eines einfachen Solitons in diesem Kapitel enthalten, die als Grundlage für die weiteren Untersuchungen dieser Arbeit dienen.

Im dritten Kapitel werden erstmals ausführliche Untersuchungen des photorefraktiven Materials und des Wellenleitungseffektes räumlicher Solitonen in dem für die optische Nachrichtentechnik wichtigen infraroten Spektralbereich von 1520 nm bis 1630 nm vorgestellt. Dieser Wellenlängenbereich entspricht dem C- und L-Band in der optischen Nachrichtentechnik. Nachdem gezeigt wurde, dass die infrarote Strahlung selbst keine ausreichende Brechungsindexmodulation zur Selbstfokussierung erzeugen kann bzw. die durch Strahlung anderer Wellenlänge induzierten Strukturen nicht beeinflusst und dass die Transmission des verwendeten Strontium-Barium-Niobat-Kristalls (SBN) aufgrund von Antireflexbeschich-

tungen auf dessen Flächen über 97 % für diesen Wellenlängenbereich beträgt, konnte eine Wellenleitung in einem mit einer Wellenlänge von 532 nm geschriebenen räumlichen Soliton mit einer Effizienz von über 40 % nachgewiesen werden. Zur numerischen Beschreibung der Propagation der infraroten Strahlung im SBN-Kristall und in dem System SBN-Kristall mit eingeschriebenem Soliton ist die experimentelle Bestimmung des Brechungsindex und des elektro-optischen Koeffizienten dieses Wellenlängenbereichs dargestellt. Dabei konnte in dieser Arbeit erstmals ein mittlerer Brechungsindex von $n_0 = 2,29$ eines SBN-Kristalls und ein mittlerer elektro-optischer Koeffizient von $r_{33} = 53$ pm/V für den infraroten Spektralbereich bestimmt werden. Diese Werte bilden die Grundlage der durchgeführten Simulationen zur Propagation des infraroten Lichtes.

Zum Nachweis der Eignung des vorliegenden Systems zur Informationsübertragung wurde die Amplitude des infraroten Signalstrahls moduliert und die Übertragung durch ein räumliches Soliton verifiziert. Anschließend ist auf der theoretischen Basis von Shannon [48] eine Messung der Informationskapazität des Systems erfolgt und experimentell eine Kapazität von 89 Tbit/s bestimmt worden. Dabei konnte festgestellt werden, dass diese Übertragungsrate nicht durch die Solitonen als Wellenleiter begrenzt wurde, sondern in unserem Versuchsaufbau hauptsächlich durch den verwendeten Laser bestimmt wird. Dieses Ergebnis demonstriert zum ersten Mal die Einsetzbarkeit photorefraktiver räumlicher Solitonen als Wellenleiter in der optischen Telekommunikation, da die möglichen Übertragungsraten deutlich über den heute verwendeten liegen.

Da heutzutage viele Übertragungssysteme mit digitalen Signalen Information übertragen und diese Signale zumeist als Pulse übertragen werden, ist die Kenntnis der Dispersion von Wellenleitern von essenzieller Bedeutung, da diese durch die Verbreiterung der Pulse während der Propagation die Übertragungsrate begrenzt. Dazu wird in Kapitel 5 eine Einführung in die verschiedenen Dispersionsarten der optischen Nachrichtentechnik gegeben, die in einem optischen Wellenleiter auftreten können. Mit Hilfe numerischer Berechnungen konnte gezeigt werden, dass die Brechungsindexmodulation eines photorefraktiven Solitons keine Modendispersion für den verwendeten infraroten Spektralbereich erzeugt und es sich bei den betrachteten räumlichen Solitonen um Einmodenwellenleiter in dem verwendeten infraroten Spektralbereich handelt. Danach werden zwei experimentelle Systeme zur Messung der Material- und Wellenleiterdispersion vorgestellt und als Ergebnisse werden die zugehörigen Gruppenverzögerungsdispersionen zu 2700 fs² und 3150 fs² bestimmt. Mit diesen Werten und den Genauigkeitsgrenzen des Systems kann gezeigt werden, dass in SBN mit einem eingeschriebenen Soliton als Wellenleiter Pulsraten bis 10 THz im infraroten Spektralbereich möglich sind. Auch damit stellen photorefraktive räumliche Solitonen keine Begrenzung für die Datenübertragungsgeschwindigkeit heutiger optischer Netzwerke dar, die bei 10 GHz betrieben werden.

Nach einer Einführung in die Wechselwirkungsmöglichkeiten zwischen Solitonen und deren numerischen Beschreibung werden in Kapitel 6 die Erzeugung verschiedener Wellenleiterstrukturen dargestellt und deren Eigenschaften im infraroten Spektralbereich untersucht.

Während in [60] die Eigenschaften der erzeugten Koppler-Strukturen nur prinzipiell für den Energietransfer der geführten Strahlung demonstriert werden, konnten in der vorliegenden Arbeit der Informationstransfer und die Eignung für die optische Nachrichtentechnik bestätigt werden. Es konnte in dem hier vorgestellten Experiment eine Aufspaltung des infraroten Eingangsstrahls zu gleichen Teilen auf die beiden Ausgänge gezeigt werden, wobei an den beiden Ausgängen eine mittlere Wellenleitungseffizienz von 16 % bzw. 17 % erreicht wurde. Des Weiteren werden in diesem Kapitel zum ersten Mal in dieser Form zwei aktive Bauelemente für die optische Nachrichtentechnik vorgestellt, zum einen ein schaltbarer Signalmischer, der zwei unterschiedliche Ausgänge aktiv zu einem Ausgangskanal vereinigen kann und zum anderen ein Strahlschalter, der ein Eingangssignal auf drei verschiedene Ausgänge schalten kann. Den experimentellen Realisierungen sind die numerischen Ergebnisse gegenübergestellt, die einen genaueren Einblick in die Propagationswege innerhalb des Kristalls gestatten.

Da der Strahlschalter aus Kapitel 6 erstmals im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurde, ist eine genauere Untersuchung der Möglichkeiten dieses Wellenleitungselements in dem siebten Kapitel vorgenommen. Dabei werden zunächst die Zusammenhänge zwischen der Verkipfung der Solitonen als Wellenleiter zur Propagationsrichtung der infraroten Strahlung in Abhängigkeit von der Verkipfung in x- und y-Richtung untersucht. Die Anisotropie der Brechungsindexmodulation der Solitonen führt dabei zu einem unterschiedlichen Verhalten der Verkipfung in x- und y-Richtung. Zur Realisierung eines Strahlschalters können somit mehr unterschiedliche Ausgänge in x- als in y-Richtung erzeugt werden und das mit einer höheren Wellenleitungseffizienz bei gleich großen Verkipfungswinkeln. Auf diesen Ergebnissen aufbauend ist experimentell ein 1x8 Strahlschalter realisiert worden, bei dem zu jedem Ausgang nahezu die gleiche Intensität der infraroten Strahlung mit einer Effizienz von ca. 20 % geleitet wurde. Im Abschluss dieses Kapitels ist eine Untersuchung der Schaltzeit eines solchen Wellenleiterelementes dargestellt, und eine Schaltung zwischen zwei Ausgängen erfolgte mit einer Schaltzeit von 3 Sekunden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte ich zeigen, dass photorefraktive räumliche Solitonen und die aus ihnen erzeugten Wellenleiterstrukturen eine Informationskapazität aufweisen, welche die Parameter heutiger Glasfasernetzwerke weit übersteigt und sich somit prinzipiell für die Informationsübertragung in der optischen Nachrichtentechnik verwenden lassen. Des Weiteren sind verschiedene aktive und passive Wellenleiterstrukturen realisiert worden. Somit ist der Einsatz dieser rein-optischen Elemente in der optischen Nachrichtentechnik möglich.

Wichtige Ergebnisse dieser Arbeit sind in verschiedene Veröffentlichungen eingegangen [67–71]. Des Weiteren sind unter meiner Aufsicht eine Masterarbeit [72] und eine Diplomarbeit [73] angefertigt worden.

8.2 Ausblick

Photorefraktive räumliche Solitonen sind noch immer ein intensives Forschungsgebiet. Neben den Untersuchungen von einfachen $(1+1)$ D-Solitonen [9], $(2+1)$ D-Solitonen [74] und komplizierteren selbstfokussierenden Intensitätsverteilungen [75] gibt es einen Bereich so genannter „Gap“-Solitonen [76]. Dabei werden einzelne und mehrere wechselwirkende Solitonen in Brechungsindexgittern untersucht. Neben den experimentellen Realisierungen ist dieses Gebiet der nichtlinearen Optik auch bis heute ein aktives Forschungsgebiet der theoretischen Physik.

Es ist daher noch mit der Erforschung weiterer passiver und aktiver Wellenleiterelemente aus photorefraktiven Solitonen zu rechnen. Als neueres Beispiel sei auf die Wechselwirkung gegenläufiger Solitonen hingewiesen, die eine selbsterzeugende Kopplung zweier Wellenleiter ermöglicht [77]. Da diese Anwendungen sich hauptsächlich im Gebiet der optischen Nachrichtentechnik einsetzen lassen, ist deren Erforschung in dem dort verwendeten Wellenlängenbereich, wie in dieser Arbeit dargestellt, vonnöten.

Allerdings haben räumliche Solitonen es noch nicht aus dem Forschungslabor in eine technische Umsetzung geschafft. Da mit den Ergebnissen dieser Arbeit die Möglichkeit der Anwendung räumlicher Solitonen in der optischen Nachrichtentechnik gezeigt wurde, ist die Implementierung rein-optischer Elemente in ein aktives Glasfasernetzwerk ein lohnendes Ziel anwendungsbezogener Forschung.

9 Conclusion (Zusammenfassung in englischer Sprache)

The goal of this work was the investigation and characterization of the applicability of photorefractive spatial solitons as waveguides in the infrared wavelength region for information transfer in optical communication systems. Since now, only a waveguiding effect of solitons has been demonstrated, but no detailed investigations on the capacity and the signal-to-noise-ratio for possible information transfer through soliton induced waveguides were done. Especially the passive and active waveguiding structures compiled of more than one soliton are investigated for their possible applications for information transfer in the frame of this work.

In the beginning of this thesis the theoretical basis for the understanding of photorefractive spatial solitons is described. Also, the numerical model for the propagation of electro-magnetic waves in a photorefractive material, based on the work of A. Stephen [14], is presented. The result of this chapter is an experimental and a numerical calculated realization of a single soliton as a base for the following investigations in this work.

In the third chapter detailed investigations of the characteristics of the photorefractive material and the waveguiding effect of spatial solitons in the wavelength range from 1520 nm to 1630 nm is depicted. This wavelength range is referred to the C- and L-Band in the optical telecommunication. As it was shown, that the infrared radiation is not capable to modulate the refractive index no selffocusing is induced by the signal beam. It was also shown that the infrared light didn't disturb the waveguiding structures written with another wavelength. The transmission of the strontium-barium-niobate-crystal (SBN) in the infrared is enhanced by an anti-reflex coating on the crystals front and back facets above 97 %. The waveguiding efficiency in the infrared wavelength range of a spatial soliton generated with a wavelength of 532 nm could be shown to be above 40 %. For the numerical calculation of the propagation of infrared light in the photorefractive crystal and in the system of the crystal with a written waveguide inside an experimental determination of the refractive index and the electro-optic coefficient for this wavelength range were presented. A mean refractive index of $n_0 = 2.9$ and a mean electro-optic coefficient of $r_{33} = 53$ pm/V could be determined for the used SBN-crystal in the infrared wavelength region.

To proof the possibility of information transfer of the system at hand, the amplitude of

the infrared signal beam was modulated and the transfer through a photorefractive spatial soliton was demonstrated. After this a measurement of the information capacity based on the theoretical description of Shannon [48] was done and experimentally an information capacity of 89 Tbit/s could be determined. In this experiment no limitations of the information transfer rate by the soliton as a waveguide were found, but the limiting factor was the bandwidth and the signal-to-noise-ratio of the used laser source. This result shows for the first time the usability of photorefractive spatial solitons as waveguides in the optical telecommunication field, since the possible transfer rates are higher than the rates used in optical telecommunication networks nowadays.

Today most communication systems employ digital signals for the information transfer while these signals usually are submitted as pulses. Therefore the knowledge of the dispersion of the waveguides is of major importance, since the dispersion is responsible for the broadening of pulses during propagation and limits the transfer rate. In chapter 5 an introduction into the different forms of dispersion of a waveguide in optical communication systems is given. With the help of numerical simulations it could be shown, that the refractive index modulation of photorefractive spatial solitons is not supporting mode dispersion in the infrared wavelength region and that spatial solitons are single-mode waveguides in the used wavelength range. Afterwards two experimental systems for the measurement of the material dispersion and the waveguide dispersion are presented and as a result the group velocity dispersions of 2700 fs^2 and 3150 fs^2 were determined respectively. With these values and with the uncertainty of the measurement system it is proofed, that SBN with a soliton as a waveguide inside can support pulse rates up to 10 THz in the infrared wavelength region. Also with this result photorefractive spatial solitons as waveguides create no limitations for the data transfer rates in today's optical information networks, operated with 10 GHz.

After an introduction in the interaction behavior between solitons and their numerical description, in chapter 6 the realization of different waveguiding structures and their properties in the infrared wavelength region are investigated. While in [60] the properties of a Y-coupler structure is only shown for the energy transfer of the guided radiation, in this work I was able to demonstrate the information transfer and the usability in the field of optical communication. In the presented experiments a dividing of an infrared signal beam into two outputs with nearly equal mean waveguiding efficiency of 16 % and 17 % respectively is shown. Furthermore, for the first time in this case two active elements for optical communication systems are presented, a switchable signal mixer, which can actively switch two different outputs into one, and a beam switch, which can guide an input signal to three different outputs. The experimental results are compared to numerical simulation, giving a deeper understanding of the propagating beam paths inside the crystal.

Since the beam switch presented in chapter 6 was realised for the first time in the frame of this work, a deeper investigation of the properties of this waveguide structure is depicted in the seventh chapter. At the first part the correlation of the angle in the x-

and y-direction of the soliton as a waveguide and the propagation direction of the infrared radiation and the waveguiding efficiency is investigated. Due to the anisotropy of the refractive index modulation of a soliton different behaviors in tilting in x- and y-direction can be observed. Realizing a beam switch this causes more different output in x- then in y-direction, additionally showing a higher waveguiding efficiency for the case of the tilt in x-direction. Based on these investigations a 1x8 beam switch was experimentally realised employing a waveguiding efficiency of around 20 % for each of the outputs. The chapter end with an investigation of the switching time of such waveguide structures. Here the switching time could be estimated to be 3 seconds.

In the frame of this work I was able to show, that photorefractive spatial solitons and waveguiding structures based on them offer an information capacity, exceeding the parameters of todays fiber networks and they can in principle be used for information transfer in optical communication systems. Furthermore different active and passive waveguiding structures were realised and though the application of these all-optical devices in optical communication systems could be proven possible.

A Anhang

Eigenschaften des verwendeten Strontium-Barium-Niobat-Kristalls

Kristalltyp	$\text{Sr}_{61}\text{Ba}_{39}\text{Nb}_2\text{O}_6$
Größe (a x b x c) [mm]	14,8 x 6 x 5
Dotierung	0,02 wt% CeO_2
5 mm x 6 mm-Flächen antireflexbeschichtet für eine Wellenlänge von 1550 nm	
Gitterparameter aus [78]	$a = 12,46 \text{ \AA}$ $c = 3,946 \text{ \AA}$
Parameter für eine Wellenlänge von 532 nm	
Brechungsindizes aus [44]	$n_e = 2,325$ $n_o = 2,358$
elektro-optische Koeffizienten [pm/V] aus [33]	$r_{13} = 56 \pm 3$ $r_{42} = 38 \pm 4$ $r_{33} = 333 \pm 23$
Parameter für eine Wellenlänge von 1575 nm aus Kapitel 3	
Brechungsindex	$n_o = 2,29$
elektro-optischer Koeffizient [pm/V]	$r_{33} = 53$

Additionstheoreme

$$\sin(x \pm y) = \sin(x) \cos(y) \pm \cos(x) \sin(y) \quad (\text{A.1})$$

$$\cos(x \pm y) = \cos(x) \cos(y) \mp \sin(x) \sin(y) \quad (\text{A.2})$$

Entwicklung nach Besselfunktionen

$$\cos(x * \sin(t)) = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2nt) \quad (\text{A.3})$$

$$\sin(x * \sin(t)) = 2 \sum_{2n-1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin((2n-1)t) \quad (\text{A.4})$$

Literaturverzeichnis

- [1] A.G. Bell, Selenium and the photophone, *Nature*, **22**, 500–503, 1880.
- [2] T. Hirooka, K. Hagiuda, T. Kumakura, K. Osawa, and M. Nakazawa, 160 Gbit/s-600 km OTDM Transmission Using Time-domain Optical Fourier Transformation, *ECOC 2006 Proceedings*, **2**, 31–32, 2006.
- [3] Corning Incorporated. *Product Information of Corning SMF-28 ULL Optical Fiber*. 2007.
- [4] R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncy, and D.N. Payne, Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm , *Electron. Lett.*, **23**, 1026, 1987.
- [5] J. Petter. *Adaptive waveguides applying photorefractive spatial solitons*. Shaker Verlag. ISBN 3-8322-1763-0.
- [6] J.S. Russell, Report on Waves, *14th Meet. British Assoc. Adv. Sci.*, pages 311–390, 1844.
- [7] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 142, 1973.
- [8] L.F. Mollenhauer, R.H. Stolen, and J.P. Gordon, Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1095–1098, 1980.
- [9] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, and B. Fischer, Spatial solitons in photorefractive media, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 923–926, 1992.
- [10] G.C. Duree, J.L. Shultz, G.J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Diporto, E.J. Sharp, and R.R. Neurgaonkar, Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 533–536, 1993.
- [11] G. Duree, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, and E. Sharp, Dimensionality and size of photorefractive spatial solitons, *Opt. Lett.*, **19**, 1195–1197, 1994.
- [12] S. Lan, E. DelRe, Z. Chen, M. Shih, and M. Segev, Directional coupler with soliton-induced waveguides, *Opt. Lett.*, **24**, 475–477, 1999.

- [13] M. Shih, M. Segev, and G. Salamo, Three-dimensional spiraling of interacting spatial solitons, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2551–2554, 1997.
- [14] A. Stepken. *Optische räumliche Solitonen in photorefraktiven Kristallen*. Shaker Verlag, 2001. ISBN 3-8265-8981-5.
- [15] E. Hecht. *Optik*. Addison-Wesley. ISBN 3-925118-86-1.
- [16] B.I. Greene, J.F. Federici, D.R. Dykaar, A.F.J. Levi, and L. Pfeiffer, Picosecond pump and probe spectroscopy utilizing freely propagating terahertz radiation, *Opt. Lett.*, **16**, 48–49, 1991.
- [17] C.B. Hitz and L.M. Osterink, Simultaneous intracavity frequency doubling and mode locking in a Nd:YAG Laser, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 378–380, 1971.
- [18] L.B. Kreuzer, Ruby-Laser-Pumped optical parametric Oscillator with electro-optic effect tuning, *Appl. Phys. Lett.*, **10**, 336–338, 1967.
- [19] P.L. Kelley, Self-focusing of optical beams, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 1005–1008, 1965.
- [20] W. Li, L. Huang, G. Zhang, and N. Ye, Growth and characterization of nonlinear optical crystal $\text{Lu}_{0.66}\text{La}_{0.95}\text{Sc}_{2.39}(\text{BO}_3)_4$, *Journal of Crystal Growth*, **307**, 405–409, 2007.
- [21] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dzeidzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, J.J. Levinstein, and K. Nassau, Optically induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 , *Appl. Phys. Lett.*, **9**, 72–74, 1966.
- [22] N. V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, and V.L. Vinetshii, Holographic storage in electro-optic crystals. Beam coupling and light amplification., *Ferroelectrics*, **22**, 961–964, 1979.
- [23] A.A. Zozluya and D.Z. Anderson, Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field, *Phys. Rev. A*, **51**, 1520–1531, 1995.
- [24] M. Hercher, Laser-induced damage in transparent media, *J. Opt. Soc. Am.*, **54**, 563, 1964.
- [25] R.Y. Chiao, E. Garmire, and C.H. Townes, Self-trapping of optical beams, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 479–482, 1964.
- [26] V.E. Zakharov and A.B. Shabat, *Sov. Phys. JETP*, **34**, 62, 1973.
- [27] N.G. Vakhitov and A.A. Kolokolov, Stationary solutions of the wave equation in a medium with nonlinearity saturation, *Radiophys. Quantum Electron.*, **16**, 783, 1973.

- [28] A.A. Kolokolov, Stability of stationary solutions of nonlinear wave equations, *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz.*, **17**, 132, 1974.
- [29] A. Barthelemey, S. Maneuf, and C. Froehly, Propagation soliton et autoconfinement de faisceaux laser par non linearite' optique de kerr, *Opt. Commun.*, **55**, 201, 1985.
- [30] J.S. Aitchison, A.M. Weiner, Y. Silberberg, M.K. Oliver, J.L. Jackel, D.E. Leairdand, E.M. Vogle, and P.W. Smith, Observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide, *Opt. Lett.*, **15**, 471, 1990.
- [31] J.E. Bjorkholm and A. Ashkin, cw self-focusing and self-trapping of light in sodium vapour, *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 129, 1974.
- [32] E.L. Dawes and J.H. Marburger, Computer studies in self.focusing, *Phys. Rev.*, **179**, 862, 1969.
- [33] U. Dörfler, R. Piechatzek, T. Woike, M. Imlau, V. Wirth, L. Bohaty, T. Volk, R. Pankrath, and M. Wöhlecke, A holographic method for the determination of all linear electrooptic coefficients applied to ce-doped strontium-barium-niobate, *Appl. Phys. B*, **68**, 843–848, 1999.
- [34] M. Lax, W.H. Louisell, and W.B. McKnight, From Maxwell to paraxial optics, *Phys. Rev. A*, **11**, 1365–1370, 1975.
- [35] K. Buse, U. vanStevendaal, R. Pankrath, and E. Kratzig, Light-induced charge transport properties of Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb₂O₆:Ce crystals, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 1461–1467, 1996.
- [36] W. Królikowski, N. Akhmediev, B. Luther-Davies, and M. Cronin-Golomb, Self-bending photorefractive solitons, *Phys. Rev. E*, **54**, 5761, 1996.
- [37] S.R. Singh, M.I. Carvalho, and D.N. Christodoulides, Higher-order space charge field effects on the evolution of spatial solitons in biased photorefractive crystals, *Opt. Comm.*, **130**, 288, 1996.
- [38] K. Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. Academic Press. ISBN 0125250959.
- [39] Y. Tsuji, M. Koshiba, and T. Shiraishi, Finite Element Beam Propagation Method for Three-Dimensional Optical Waveguide Structures, *J. Lightwave Tech.*, **15**, 1728–1734, 1997.
- [40] G. Keiser. *Optical Fiber Communications*. McGraw-Hill. ISBN 0-07-236076-3.
- [41] W. Haist. *Optische Telekommunikationssysteme*. Damm-Verlag Kg. ISBN 3-87333-078-4.

- [42] Thorlabs Katalog. 2007.
- [43] G.L. Wood, W.W. Clark, M.J. Miller, E.J. Sharp, G.J. Salamo, and R.R. Neurgaonkar, Broadband Photorefractive Properties and Self-Pumped Phase Conjugation in Ce-SBN:60, *J. Quant. Elec.*, **23**, 2126–2135, 1987.
- [44] D. Kip, S. Aulkemeyer, K. Buse, F. Mersch, R. Pankrath, and E. Krätzig, Refractive indices of $Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb_2O_6$ single crystals, *Phys. Status Solidi (a)*, **154**, K 5–7, 1996.
- [45] S.R. Singh and D.N. Christodoulides, Evolution of spatial solitons in biased photorefractive media under steady state conditions, *Opt. Comm.*, **118**, 569–576, 1995.
- [46] A.V. Mamaev, M. Saffmann, D.Z. Anderson, and A.A. Zozulya, Propagation of light beams in anisotropic nonlinear media: From symmetry breaking to spatial turbulence, *Phys. Rev. A*, **54**, 870–879, 1996.
- [47] R. Rubenstein, Regenerators get ready for 40G, *Fibresystems Europe*, **3**, 22–23, 2006.
- [48] C.E. Shannon and W. Weaver. *Mathematische Grundlagen der Informationstheorie*. R. Oldenbourg Verlag. ISBN 3-486-39851-2.
- [49] J. Yuan, W. Ye, Z. Jiang, Y. Mao, and W. Wang, A novel super-FEC code based on concatenated code for high-speed long-haul optical communication systems, *Opt. Comm.*, **273**, 421–427, 2007.
- [50] M.M. Karbassian and H. Ghafouri-Shiraz, Fresh Prime Codes Evaluation for Synchronous PPM and OPPM Signaling for Optical CDMA-Networks, *J. Lightwave Tech.*, **25**, 1422–1430, 2007.
- [51] F. Liu, M.M. Karbassian, and H. Ghafouri-Shiraz, Novel family of prime codes for synchronous optical, *Opt. Quant. Electron.*, **39**, 79–90, 2007.
- [52] G.P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons Inc., 1997. ISBN 0-471-17540-4.
- [53] G. Schmid. *Rechnerische Analyse der Eigenschaften von Polymerlichtwellenleitern*. 2005. Diplomarbeit, TU Wien.
- [54] M. Bos. *Entwicklung eines Fourierspektrometers zur hochgenauen breitbandigen Dispersionsmessung*. 2003. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt.
- [55] A.P. Kovacs, K. Osvay, Zs. Bor, and R. Szipöcs, Group-delay measurement on laser mirrors by spectrally resolved white-light interferometry, *Opt. Lett.*, **20**, 788–790, 1995.
- [56] M. Beck and I.A. Walmsley, Measurement of group delay with high temporal and spectral resolution, *Opt. Lett.*, **15**, 492–494, 1990.

- [57] M. Tiemann. *Hochgenaue Dispersionsmesstechnik zur Verbesserung der Herstellung dispersionskompensierender Laseroptik*. 2004. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt.
- [58] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985. ISBN 0-12-544420-6.
- [59] K. Petermann. *Einführung in die optische Nachrichtentechnik*. 2004. Vorlesungsskript, TU Berlin.
- [60] J. Petter and C. Denz, Guiding and dividing waves with photorefractive solitons, *Opt. Comm.*, **188**, 55–61, 2001.
- [61] M.R. Belic, A. Stepken, and F. Kaiser, Spiraling behaviour of photorefractive screening solitons, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 544–547, 1999.
- [62] S. Trillo and W. Torruellas. *Spatial Solitons*. Springer-Verlag, 2001. ISBN 3-540-41653-6.
- [63] A. Stepken, F. Kaiser, M. Belic, and W. Królikowski, Interaction of incoherent two-dimensional photorefractive solitons, *Phys. Rev. E*, **58**, R4112–5, 1998.
- [64] W. Królikowski, B. Luther-Davies, C. Denz, J. Petter, C. Weilmann, A. Stepken, and M. Belic, Interaction of two-dimensional spatial incoherent solitons in photorefractive medium, *Appl. Phys. B*, **68**, 975–982, 1999.
- [65] A. Stepken, F. Kaiser, and M. Belic, Anisotropic interaction of three-dimensional spatial screening solitons, *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 68–77, 2000.
- [66] D. Träger, N. Sagemerten, and C. Denz, Guiding of Dynamically Modulated Signals in Arrays of Photorefractive Spatial Solitons, *IEEE J. Sel. Topics Quant. Ele*, **12**, 383–387, 2006.
- [67] M. Tiemann, R. Sisodia, V.M. Petrov, J. Peter, and T. Tuschdi, Information transfer through photorefractive spatial solitons in the telecommunication wavelength range, *OSA Conference „Nonlinear Guided Waves and Their Applications“*, *Technical Digest*, 2005. ISBN 1-55752-791-1.
- [68] M. Tiemann, J. Schmidt, V.M. Petrov, J. Peter, and T. Tuschdi, Informationstransfer durch optische räumliche Solitonen in einem wechselwirkenden 2-Solitonensystem, *DGaO-Proceedings*, page P61, 2006.
- [69] M. Tiemann, J. Schmidt, V.M. Petrov, J. Peter, and T. Tuschdi, Information throughput of photorefractive spatial solitons in the telecommunication range, *App. Opt.*, **46**, 2683–2687, 2007.

- [70] M. Tiemann, J. Peter, and T. Tuschdi, Infrared guiding behaviour in a 1xN soliton switch, *Opt. Comm.* accepted for publication.
- [71] M. Tiemann, J. Schmidt, R. Sisodia, V.M. Petrov, and J. Petter, Information and pulse transfer through photorefractive spatial solitons in the telecommunication range, *Annual Report of the Light- and Particle Optics group at the Institute of Applied Physics, Darmstadt University of Technology*, 2004/2005. ISSN 0930-7168.
- [72] R. Sisodia. *Information Capacity of Solitonic Waveguides in Photorefractive Material*. 2005. Masterarbeit, IIT Delhi.
- [73] J. Schmidt. *Informationskapazität wechselwirkender photorefraktiver Solitonen*. 2006. Diplomarbeit, TU Darmstadt.
- [74] V.V: Shepelevich, A.E. Zagorsky, R. Kowarschik, A. Kiessling, and V. Matusevich, Effect of optical activity on propagation of two-dimensional spatial solitons in cubic photorefractive crystals, *Quant. Elec.*, **34**, 353–357, 2007.
- [75] A.S. Desyatnikov, D. Mihalache, D. Mazilu, B.A. Malomed, and F. Lederer, Stable counter-rotating vortex pairs in saturable media, *Phys. Lett. A*, **365**, 231–234, 2007.
- [76] I.M. Merhasin, B.A. Malomed, K. Senthitnathan, K. Nakkeeran, P.K.A. Wai, and K.W. Chow, Solitons in Bragg gratings with saturable nonlinearities, *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1458–1468, 2007.
- [77] S. Koke, D. Träger, P. Jander, M. Chen, D.N. Neshev, W. Krolikowski, Y. S. Kivshar, and C. Denz, Stabilization of counterpropagating solitons by photonic lattices, *Opt. Exp.*, **15**, 6279–6292, 2007.
- [78] M. Li, X. Xu, D. Qiu, T. Chong, H. Kumagai, and M. Hirano, Influence of Ce and Co doping ions on photorefractive effect of SBN:61 crystals, *J. Crystal Growth*, **211**, 225–229, 2000.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Namen: Markus Tiemann
Geburtsdatum: 15.12.1977
Geburtsort: Berlin
Wohnort: Baumschulstraße 3, 64625 Bensheim
Familienstand: verheiratet

Schulbildung

1984–1986 Grundschule Wehberger Schule, Lüdenscheid
1986–1988 Grundschule Eilermarkschule, Gronau
1988–1992 Werner-von-Siemens-Gymnasium, Gronau
1992–1997 Goethe-Gymnasium, Bensheim
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife (Abitur)

Hochschulbildung

10/1997–03/2004 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt
10/2002–03/2004 Diplomarbeit unter der Betreuung von Prof. T. Tschudi
mit dem Titel: *Hochgenaue Dispersionsmesstechnik zur Verbesserung
der Herstellung dispersionskompensierender Laseroptik*
Abschluss: Akademischer Grad Diplom-Physiker
seit 03/2004 Promotionsstudium im Fachbereich Physik der
Technischen Universität Darmstadt

Berufstätigkeit

seit 03/2004 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik der
Technischen Universität Darmstadt

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Tschudi danke ich für die freundliche Aufnahme in die von ihm geleitete Arbeitsgruppe an der Technischen Universität Darmstadt, für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit und für seine stetige Unterstützung. Herrn Prof. Halfmann danke ich für die Übernahme des Korreferates. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Jürgen Petter für seine Unterstützung und die Durchsicht der Arbeit. Herrn Dr. Ralf Nicolaus danke ich für die vielen wissenschaftlichen und nichtwissenschaftlichen Diskussionen und Gespräche, aus denen ich viele interessante Erkenntnisse gewinnen konnte. Der gesamten Arbeitsgruppe „Licht- und Teilchenoptik“ danke ich für die gute wissenschaftliche Zusammenarbeit und für das angenehme freundschaftliche Klima.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Rajeev Sisodia, Herrn Jan Schmidt und Herrn Dr. Victor Petrov für die Beiträge, die sie zu dieser Arbeit geleistet haben.

Frau Ellen Happel danke ich für die Hilfe bei allen verwaltungstechnischen Arbeiten und für die freundschaftliche Büronachbarschaft.

Herrn Bernhardt, Herrn Stuckert und Herrn Wallascheck, den Mitgliedern der feinmechanischen Werkstatt, danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Anfertigung von mechanischen Bauteilen und die interessante Einweisung in die Arbeitsmaschinen der Studentenwerkstatt.

Der Elektronikwerkstatt in Gestalt von Herrn Röck und Herrn Kringel danke ich für den Elektronikkurs und die Hilfe bei der Erstellung elektronischer Schaltungen und der Reparatur defekter Geräte.

Der „Deutschen Forschungsgemeinschaft“ danke ich für die finanzielle Unterstützung durch das Projekt „Informationskapazität optischer räumlicher Solitonen“.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Frau Daniela und unseren Familien bedanken, die durch ihre Unterstützung entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere weiterhin, dass ich bisher noch keinen Versuch zur Promotion unternommen habe.

Darmstadt, den 15. Oktober 2007

(Markus Tiemann)